

**CHARAKTERISIERUNG DIMENSIONAL HOCHSTABILER WERKSTOFFE
FÜR DIE RAUMFAHRT MIT HOCHAUFLÖSENDE LASER-DILATOMETRIE**

Vom Fachbereich Produktionstechnik

der

UNIVERSITÄT BREMEN

zur Erlangung des Grades
Doktor-Ingenieurin
genehmigte

Dissertation

von

M. Eng. Ines Hamann

Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Claus Braxmaier
Prof. Dr.-Ing. Andreas Rittweger
Tag der mündlichen Prüfung: 1. Juli 2020

Kurzfassung

Temperaturänderungen können einen signifikanten Einfluss auf die Leistungsfähigkeit optischer Messsysteme haben, wenn diese durch verschiedene Ausprägungen in die Messung einkoppeln. Diese Kopplung beruht zum Teil auf dem Material, das für die Optiken und deren Halterungen verwendet wird, und wie dieses Material auf Temperaturveränderungen reagiert. Durch ihren geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten können dimensional stabile Materialien wie Glaskeramiken oder Verbundwerkstoffe die Kopplung reduzieren. Die Charakterisierung dieser Materialien kann mit hochsensitiven Dilatometern erfolgen, wie mit dem in dieser Dissertation verwendeten Laser-Dilatometer. Das Messsystem ist in der Lage, den linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (CTE, coefficient of thermal expansion) dieser Materialien in einem Temperaturbereich von etwa 140 K bis 325 K mit einer Unsicherheit von 10^{-8} K^{-1} zu ermitteln. Die Dilatometrie wird optisch durchgeführt, um eine kontaktlose, nahezu kräftefreie Messung zu ermöglichen, welche die thermomechanische Antwort der Materialprobe nur minimal beeinflusst. Dieser Systemaufbau erlaubt zusätzlich die Materialprobe über den gesamten Temperaturbereich zu messen, während der sensitive optische Messaufbau davon isoliert ist. Um beliebige Materialien zu untersuchen, wird der Laser an Spiegeln reflektiert, welche durch Spiegelhalter in die Materialprobe geklemmt sind. Während der gezielten thermische Beeinflussung expandiert die Materialprobe zusammen mit den Spiegeln. Diese Bewegung wird optisch mit einem Interferometer ausgelesen. Die so erhaltene thermische Ausdehnung beinhaltet neben der longitudinalen Änderung auch noch die Winkeländerung zwischen den Strahlen des Interferometers. Der ermittelte CTE ist somit beeinflusst von einem systematischen Fehler, der durch die Strahl-Verkipfung die Ausdehnungsmessung verfälscht. Deshalb wird ein Winkelmessverfahren (DWS, differential wavefront sensing) eingesetzt, um diesen systematischen Fehler bei der CTE-Bestimmung zu korrigieren. Der Forschungsschwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Weiterentwicklung und Nutzbarmachung der Winkelmessung mit dem DWS-Verfahren innerhalb des Dilatometer-Messsystems. Dabei werden die Erkenntnisse aus Messung und numerischer Simulation kombiniert und ermöglichen, die Prozesse im Messsystem detaillierter zu beurteilen. Der Abgleich der Charakterisierungsmessungen erfolgt mit dem in dieser Arbeit präsentierten Interferometermodell, welches mit der Software-Bibliothek IfoCAD implementiert wird. Aufgrund der hinterlegten Modellgleichungen lässt sich mit dieser Implementierung eine Vielzahl von Szenarien untersuchen und Rückschlüsse auf das Messverhalten ziehen. Dabei wird deutlich, dass die Verkipfung der Materialprobe der dominante Kopplungseffekt auf die Ausdehnungsmessung ist. Durch Verbesserung der Messwert-Digitalisierung kann dieser Effekt mit dem DWS-Verfahren detektiert werden, und erlaubt so die Korrektur innerhalb der CTE-Bestimmung. Diese Verbesserungen am Messsystem werden durch eine CTE-Messung an hochreinem Silicium bei 285 K qualifiziert. Das Ergebnis nach Korrektur des Verkipfungsbeitrags weist eine Abweichung von weniger als 1% zu externen Referenzmessungen auf.

Inhaltsverzeichnis

1	Thematische Einführung	7
1.1	Motivation	7
1.2	Dilatometrie	9
1.2.1	Schubstangen-Dilatometer	11
1.2.2	Laser-Dilatometer	12
1.2.3	Erweitertes Laser-Dilatometer	13
1.3	Referenzmaterialien	15
1.4	Modellierung und Simulation	16
1.5	Themenstellung der Dissertation	19
1.5.1	Ausgangspunkt der Arbeit	19
1.5.2	Gliederung der Dissertation	20
2	Dilatometer-Messsystem	22
2.1	Thermalsystem	24
2.1.1	Heizsystem (285 K bis 325 K)	25
2.1.2	Kühlsystem (140 K bis 285 K)	26
2.2	Mechanische Bestandteile	27
2.2.1	Vakuumkammer	28
2.2.2	Spiegelhalter und Probenaufnahme	30
2.3	Opto-elektrischer Aufbau	32
2.3.1	Laser-Modul mit Frequenzstabilisierung	33
2.3.2	Heterodyn-Frequenzerzeugung	33
2.3.3	Heterodyn-Interferometer	35
2.3.4	Phasen- und Intensitätsstabilisierung (PI_A und PI_D)	37
2.3.5	Signalaufbereitung (SIG_A und SIG_D)	39
3	Simulation des Interferometers	46
3.1	Einführung zum Interferometermodell	46
3.2	Szenarien im Interferometermodell	48
	Szenario A: Idealfall	49
	Szenario B: Verkipfung der Probenspiegel in der Materialprobe	50
	Szenario C: Verkrümmung der Materialprobe	52
	Szenario D: Verkipfung des Spiegels M45	53
	Szenario E: Verkipfung der Materialprobe (horizontal)	54
	Szenario F: Verkipfung der Materialprobe (vertikal)	55
	Szenario G: Verkipfung der Materialprobe (horizontal-vertikal)	56
	Zusammenfassung	57

3.3	Skalierungsfaktoren für die Verkippsbestimmung	58
	Vorbetrachtung	58
	Referenz: Szenario E	60
	Methodik 1: Motorisierter Kippspiegel	60
	Methodik 2: Piezo-Spiegel mit festem Spiegel	61
	Methodik 3: Piezo-Spiegel mit Materialprobe	61
	Zusammenfassung	63
4	Resultate und Auswertung	64
4.1	Kippanalyse zur Probenvermessung	64
4.2	Vergleich der Signalaufbereitungen	69
4.3	Bestimmung der Skalierungsfaktoren	71
4.3.1	Methodik 1: Motorisierter Kippspiegel	71
4.3.2	Methodik 2: Piezo-Spiegel mit festem Spiegel	74
4.3.3	Methodik 3: Piezo-Spiegel mit Materialprobe	76
4.3.4	Zusammenfassung	76
4.4	Probenvermessung eines Referenzmaterials	78
4.4.1	Messung mit konstanter Temperatur	78
4.4.2	Messung bei variabler Temperatur	81
4.4.3	Diskussion zu den Verkippsignalen	83
5	Zusammenfassung und Ausblick	88
A	Frequenzstabilisierung	90
B	Implementierungen	94
B.1	IfoCAD-Modell	94
B.2	Mathematica-Viewer	105
C	Herleitung des Zweispiegelmodells	108
D	Silicium-Materialprobe	112
	Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	115
	Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	116
	Literaturverzeichnis	133
	Liste der Publikationen	134
	Liste der betreuten Arbeiten	134

1 Thematische Einführung

Bereits geringe Änderungen der Temperatur können die Messeigenschaften optischer Instrumente stark beeinflussen oder beeinträchtigen, wenn sich dadurch die geometrischen Abmessungen der Komponenten oder deren Abstände zueinander verändern. Dimensional hochstabile Materialien können diesen Effekt reduzieren, da sie einen geringen thermischen Ausdehnungskoeffizient besitzen. Zur Charakterisierung dieser Materialien und zur Bestimmung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten werden Dilatometer eingesetzt. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Weiterentwicklung eines lasergestützten Dilatometer-Messsystems.

Das Kapitel 1 dient zur thematischen Einführung des Themas der Dissertation und ist wie folgt gegliedert

1.1	Motivation	7
1.2	Dilatometrie	9
1.3	Referenzmaterialien	15
1.4	Modellierung und Simulation	16
1.5	Themenstellung der Dissertation	19

In Abschnitt 1.1 wird die Notwendigkeit für dimensional stabile Materialien anhand von Weltraum-Anwendungen erläutert. Die Dilatometrie wird in diesem Rahmen benötigt, um die Materialien für den Weltraumeinsatz zu charakterisieren. Dies wird im zweiten Abschnitt genauer beschrieben. Referenzmaterialien aus Abschnitt 1.3 spielen dabei eine wichtige Rolle, ebenso wie die Modellierung und Simulation die Weiterentwicklung unterstützt (Abschnitt 1.4). Die Themenstellung der Dissertation in Abschnitt 1.5 baut darauf auf.

1.1 Motivation

Die dimensionale Stabilität von Strukturen in hochpräzisen und hochsensitiven optischen Instrumenten ist entscheidend für aktuelle und zukünftige Raumfahrtmissionen. Eine dieser aktuellen Missionen ist die im Mai 2018 gestartete Mission GRACE-FO (Gravity Recovery and Climate Experiment Follow-On). Wie im Artikel [1] beschrieben, fliegen die beiden Missions-Satelliten in einem Abstand von $220 \text{ km} \pm 50 \text{ km}$. Das Ziel der Mission ist die Analyse des Erdgravitationsfeldes auf Basis der gemessenen Abstandsänderung zwischen den beiden Satelliten. Neben der Messeinrichtung im Mikrowellen-Bereich kommt im Infrarot-Bereich das LRI (Laser Ranging Interferometer) zum Einsatz. Das LRI, welches laut Anforderung zwischen 27°C und 33°C betrieben wird, beruht auf großen Retroreflektoren auf beiden Satelliten, den sogenannten TMAs (triple mirror assembly). Die Struktur zur Aufnahme der Zerodur-Spiegel ist aus kohlenstofffaserverstärktem Kunststoff (CFRP, carbon fiber reinforced polymer) gefertigt und dient zur Strahlführung zwischen den beiden Satelliten. Die thermische Anforderung ist auf $\pm 0,1 \text{ K}$ pro Orbit mit einer Bahnhöhe von

450 km festgelegt. Dies erlaubt eine Abweichung der Absoluttemperatur zwischen den beiden Satelliten und somit kann eine unterschiedliche thermisch-induzierte Verformung der TMA-Aufbauten der beiden Satelliten auftreten. Um diese Verformung zu minimieren wurde die Materialpaarung Zerodur-CFRP des TMA-Aufbaus gewählt. Im Artikel [2] wird der Nachweis der erforderlichen dimensional Stabilität im Nanometer-Bereich für $20^{\circ}\text{C} \pm 10^{\circ}\text{C}$ für eine Variante des TMA beschrieben. Eine zukünftige Mission, die ebenfalls eine Abstandsänderung zwischen Raumsonden verwenden wird, ist LISA (Laser Interferometer Space Antenna). Dieser geplante Weltraum-Gravitationswellendetektor [3] beruht auf drei Raumsonden mit einer Separation von 2,5 Gm in der Konfiguration eines gleichseitigen Dreiecks. Die zu messenden Abstandsänderungen liegen im Bereich von Pikometern bis Nanometern. Daraus leiten sich die Anforderungen an die optische Aufbauten wie optische Bänke und Teleskope ab, welche mit Glaskeramiken aufgebaut werden sollen, die eine geringe thermische Ausdehnung aufweisen. Die erforderlichen Schlüsseltechnologien wurden mit LISA Pathfinder [4] während der Missionszeit von Dezember 2015 bis Juli 2017 demonstriert. In der Raumsonde wurde die Abstandsänderung zwischen zwei schwebenden Testmassen mit einem heterodyn Interferometer im Subpikometer-Bereich gemessen.

Die dimensionale Stabilität besitzt ebenfalls Relevanz für erdgebundene Anwendungen. Ein Beispiel dafür sind die erdgebundenen Spiegel-Teleskope zur Erforschung des Weltraums. Für die Spiegel werden Glaskeramiken [5–7] wie Zerodur oder ULE (ultra-low expansion glass) verwendet. Solche Glaskeramiken kommen auch beim Aufbau von optischen Bänken [8] und optischen Resonatoren [9, 10] zum Einsatz. In diesen Anwendungen wird die Dejustage des optischen Aufbaus aufgrund von Temperaturschwankungen minimiert und folglich die Messunsicherheit der gewonnen Messwerte verbessert. Hochstabile Resonatoren erlauben den Aufbau von hochstabilen Frequenzreferenzen, die für eine Vielzahl von Anwendungen förderlich sind, wie beispielsweise zum Test grundlegender physikalischer Gesetzmäßigkeiten [11], erdgebundene Gravitationswellendetektoren [12] und optische Uhren [13].

Die entscheidende Eigenschaft der dimensional Stabilität bezüglich Temperaturfluktuation, welche das Material der optischen Aufbauten ausgesetzt ist, wird durch den thermischen Ausdehnungskoeffizienten (CTE, coefficient of thermal expansion) charakterisiert. Deshalb ist die Bestimmung des CTEs grundlegend bei der Auslegung der Instrumente der vorher beschriebenen Mission sowie jeder anderen Anwendung, auch außerhalb der Raumfahrt, mit vergleichbaren Anforderungen. Sind die thermalen Umgebungsbedingungen der Anwendung beziehungsweise des optischen Instruments bekannt, kann ein passendes Material ausgewählt werden. Ist dagegen das Material des Instruments festgelegt, kann die Anforderung an die Stabilität der thermischen Umgebung bestimmt werden. Die Bestimmung des CTEs ist besonders wichtig bei Materialien wie beispielsweise CFRP oder Siliciumcarbid, deren CTE während des Herstellungsprozesses auf die Anforderungen der Anwendung abgestimmt wird, wie in der Veröffentlichung [14] beschrieben. Die

genaue Kenntnis des CTEs ist somit ein Schlüssel beim Design von Verbundwerkstoffen, um minimale CTEs bei spezifischen Temperaturen zu erreichen. Um den Design- und Fertigungsprozess zu qualifizieren, müssen diese Materialien charakterisiert werden. Die Charakterisierung kann innerhalb jeder beliebigen Anordnung mit entsprechenden Sensoren und Auswertetechnik durchgeführt werden, wie die Veröffentlichungen [15–18] aufzeigen. In diesen Fällen ist der Messaufbau für die untersuchten Objekte spezialisiert und nur begrenzt für eine allgemeine Materialcharakterisierung nutzbar. Das zur CTE-Bestimmung spezialisierte Messgerät ist ein Dilatometer. Je nach Einsatzbereich unterscheiden sich Temperaturbereich und Messunsicherheit der Messgeräte.

Im allgemeinen Streben nach Fortschritt steigen auch die Anforderungen an die optischen Systeme. In Hinblick auf die verwendeten Materialien und deren erforderliche dimensionale Stabilität steigen folglich die Anforderungen an die Dilatometer-Messsysteme bezüglich der Messunsicherheit. Der Temperaturbereich ist motiviert durch die erwarteten Einsatzbereiche des Materials. Das in dieser Arbeit verwendete hochauflösende Laser-Dilatometer wurde speziell für den Temperaturbereich von 140 K bis 325 K für die Charakterisierung von dimensional stabilen Materialien entwickelt.

1.2 Dilatometrie

Das Messwesen, oder auch Metrologie, ist die Wissenschaft des Messens. Wie in der Literatur [19] beschrieben, umfasst dies sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Aspekte des Messens und die damit zusammenhängende Untersuchung der Unsicherheit des Messergebnisses. Der Fokus dieser Arbeit liegt in der Bestimmung der Ausdehnungsänderung, also Dilatation, von Stoffen. Allgemein können Ausdehnungsänderungen durch unterschiedliche physikalische Effekte hervorgerufen werden. Interne chemische Umwandlungen, wie Relaxationsprozesse führen zur Schrumpfung oder Ausdehnung des Materials. Mechanische Beanspruchungen, welche das Materialgefüge beeinflussen, verursachen zum Beispiel eine elastische oder plastische Verformung. Auch elektromagnetische Strahlung kann die Materialeigenschaften zeitlich begrenzt oder dauerhaft verändern.

Die (thermische) Dilatometrie beschäftigt sich mit der Bestimmung reversibler temperaturabhängiger Abmessungsänderungen der untersuchten Stoffe. Deshalb ist es wichtig, unter definierten Bedingungen zu anderen Veränderungsursachen die Stoffcharakterisierung durchzuführen. Im Allgemeinen bedeutet das: bei vernachlässigbarer Krafteinwirkung und dokumentierter Vorgeschichte zur Materialbehandlung.

In Hinblick auf kristalline Festkörper (regelmäßige Atomanordnung) ist der CTE eine Stoffkennzahl, welche auf der Verstärkung beziehungsweise Abschwächung der Wärmeschwingungen der Kristallbausteine beruht, wie zum Beispiel im Buch [20] beschrieben wird. Eine mathematische Beschreibung des CTEs führt auf eine Vielzahl von anwendungsbezogenen Definitionen, die im Artikel [21] aufgeführt sind.

In dieser Arbeit wird in Übereinstimmung mit der Norm [22] die Bestimmung des CTEs über

$$\alpha(T) = \frac{1}{L(T)} \cdot \frac{\Delta L(T)}{\Delta T(T)} \quad (1)$$

verwendet. Hierbei gibt L die Ausgangslänge der Materialprobe an, und ΔL die Längenänderung aufgrund einer induzierten Temperaturänderung ΔT . Zur Berechnung des CTEs sind somit Messungen zur Temperatur T beziehungsweise Temperaturänderung ΔT , der Länge L und der Längenänderung ΔL durchzuführen. Die Temperaturabhängigkeit der Größen wird im Allgemeinen nicht weiter explizit angegeben. Allerdings ist der CTE-Wert eine temperaturabhängige Größe und ist immer in Zusammenhang mit der ermittelten Temperatur oder dem Temperaturbereich anzugeben.

Die Bestimmung der Messgrößen des CTEs in Gleichung (1) lässt sich anhand eines generalisierten Dilatometers beschreiben. Die Beschreibung ist an Artikel [23] angelehnt und verwendet Abbildung 1.1 mit folgenden Bestandteilen:

- einem Kontaktmechanismus an den Probenenden. Im Schema wird dies durch die beiden roten Linien dargestellt. Im Messsystem erfolgt die Umsetzung durch einen mechanischen Kontakt oder einfallendes Licht auf (reflektierenden) Endflächen.
- dem Wegaufnehmer zur Detektion der Längenänderung ΔL der Materialprobe. Je nach Ausführung des Kontaktmechanismus handelt es sich um einen linearen Wandler (Schubstange mit kapazitiver oder optischer Auslese) oder ein Laser-Interferometer.
- einer Temperiereinrichtung, um die Temperatur der Materialprobe zu verändern und die Temperaturänderung ΔT festzulegen. Je nach Temperaturbereich handelt es sich um ein Heiz-, Kühl- oder kombiniertes Thermalsystem.

Die Verbindung, welche zwischen diesen Bestandteilen besteht, definiert die Ausgangslänge L der Materialprobe. Sie beginnt im Wegaufnehmer, durchläuft den Kontaktmechanismus bis zur Materialprobe, passiert die Materialprobe und kehrt über den zweiten Kontaktmechanismus zum Wegaufnehmer zurück.

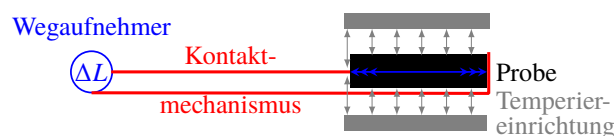


Abbildung 1.1: Generalisiertes Dilatometer als Schema mit Kontaktmechanismus als Verbindungselement zwischen Wegaufnehmer und Probe in Temperiereinrichtung.

In den folgenden Abschnitten

1.2.1	Schubstangen-Dilatometer	11
1.2.2	Laser-Dilatometer	12
1.2.3	Erweitertes Laser-Dilatometer	13

wird auf die technische Umsetzung des generalisierten Dilatometers eingegangen. Anhand des mechanischen Schubstangen-Dilatometers und des optischen Laser-Dilatometers werden die Ausprägungen der Messsystembestandteile und besondere Messsystemeigenschaften beschrieben. Den Abschluss bildet eine Beschreibung des Interferometertyps, welches in Rahmen dieser Arbeit verwendet wird.

1.2.1 Schubstangen-Dilatometer

Das Schubstangen-Dilatometer ist durch seine einfache Handhabung eines der am häufigsten verwendeten Dilatometer, wie auch die Veröffentlichungen [22, 24, 25] angeben. In der schematischen Darstellung in Abbildung 1.2 verbindet die Schubstange den Wegaufnehmer mit der Materialprobe. Als weiterer Kontaktmechanismus besteht eine feste Verbindung zwischen Materialprobe und Wegaufnehmer; der Probenhalter als Gegenlager. Mit der Temperiereinrichtung wird die Temperatur der Materialprobe erhöht und die Materialprobe dehnt sich aus, wodurch die Schubstange bewegt wird. Diese Bewegung wird durch den Wegaufnehmer detektiert. Schrumpft die Materialprobe, zum Beispiel durch Abkühlung, so muss dennoch der Kontakt zwischen Materialprobe und Schubstange gewährleistet bleiben. Es muss also eine Kraft auf die Schubstange und somit die Materialprobe aufgebracht werden. Entsprechend der Datenblätter [26, 27] kommerziell verfügbarer Dilatometer kann die Kraft von 10 mN bis 1 N eingestellt werden. Typischerweise werden CTE-Unsicherheiten von $1 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ bis $5 \cdot 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ erreicht bei 50 mK Temperaturänderung mit einer Auflösung von 10 nm Längenänderung. Diese Dilatometer-Kennwerte sind zum einen durch die Schubstange selbst und zum anderen durch den Wegaufnehmer bestimmt. Durch die Temperiereinrichtung wird nicht nur die Materialprobe beeinflusst, sondern auch die Schubstange und die Probenaufnahme. Es stellt sich ein Temperaturgradient in der Schubstange und der Probenaufnahme ein, welche den Wegaufnehmer bei Raumtemperatur und der Temperiereinrichtung (93 K bis 3000 K) miteinander verbindet. Die Proben sind meist 50 mm lang und besitzen einen Durchmesser von 7 mm bis 14 mm, was eine schnelle Temperierung ermöglicht.

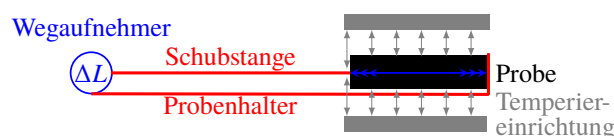


Abbildung 1.2: Schubstangen-Dilatometer als Schema mit Schubstange und Probenhalter als Kontaktmechanismus zwischen Wegaufnehmer und Probe in Temperiereinrichtung.

Durch Einbeziehung von Lasern kann die Längenauflösung in den Pikometer-Bereich verbessert werden. Wie in der Veröffentlichung [28] dargestellt, breiten sich innerhalb der Schubstangen Laserstrahlen aus. Der Wegaufnehmer ist in diesem Fall ein Interferometer mit einer Auflösung von 300 pm. Das beschriebene Dilatometer wurde mit einer Materialprobe von 10 mm Länge betrieben.

1.2.2 Laser-Dilatometer

Sowohl der Temperaturgradient als auch die Krafteinwirkung kann durch den Einsatz rein optischer Messverfahren reduziert werden und dadurch die Messunsicherheit verringert sowie die Messauflösung erhöht werden. Laserstrahlen können hierbei als Kontaktmechanismus zur Materialprobe in der Temperiereinrichtung dienen. Die Interferenz mindestens zweier Laserstrahlen wird dabei zur Detektion der temperaturabhängigen Wegänderung verwendet. Das zugrundeliegende Interferometer-Prinzip beeinflusst dessen Modifikation als Dilatometer. Als Beispiele lassen sich angeben: Fizeau-basierte Dilatometer [29], Fabry-Perot-basierte Dilatometer [30, 31] oder Michelson-basierte Dilatometer [32].

Auf Basis des Michelson-Interferometers wird das Prinzip des Laser-Dilatometers genauer beschrieben. Hierbei orientiert sich die Beschreibung an den Veröffentlichungen [33–35] und Abbildung 1.3.

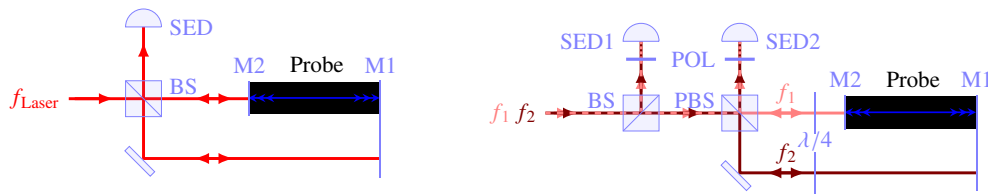


Abbildung 1.3: Schemata optischer Laser-Dilatometer ohne Temperiereinrichtung basierend auf homodynem (links) und heterodynem (rechts) Michelson-Interferometer mit Laser f und Spiegel M1 und M2 als Kontaktmechanismus zwischen Wegaufnehmer SED und Probe sowie zusätzlichen im Text beschriebenen Hilfsoptiken.

Bei der homodynen Interferometrie (links) werden zwei Laserstrahlen gleicher Frequenz einer Quelle von zwei reflektieren Oberflächen M1 und M2 an den Enden der Materialprobe reflektiert und auf einem Photodetektor SED überlagert. Die mit SED gemessene Intensität der Interferenz wird dabei durch die thermisch-induzierte Verschiebung von M1 und M2 verändert. Diese Änderung ist proportional zu einer Längenänderung der Materialprobe.

Bei der heterodynen Interferometrie werden zwei Laserstrahlen mit einer Differenzfrequenz von $f_{\text{het}} = |f_1 - f_2|$ eingesetzt. In Abbildung 1.3 (rechts) wird dies durch unterschiedliche Farben angedeutet. Neben dem Frequenzunterschied besitzen beide Strahlen orthogonale Polarisation zueinander. Zunächst wird von diesem Strahlenpaar ein Teilstrahl abgespaltet. Durch einen Polarisator POL in 45°-Stellung interferieren beide Strahlen auf

dem Photodetektor SED1. Der im Strahlteiler BS transmittierte Teilstrahl wird im polarisierenden Strahlteiler PBS aufgespaltet, sodass je ein Strahl an den Enden der Materialprobe reflektiert wird. Durch Verwendung der Wellenplatten $\lambda/4$ werden die reflektierten Strahlen im PBS wieder überlagert und gelangen zu einer zweiten Kombination aus POL und SED2. Auch hier kommt es zu einer Interferenz beider Strahlen und somit zu einer Frequenzmischung. Aus der Verrechnung beider Detektorsignale wird die Phaseninformation extrahiert, welche mit der Längenänderung der Materialprobe korrespondiert.

Vergleicht man die Wirkungsweise der Laser-Dilatometer in Abbildung 1.3 miteinander werden die Vor- und Nachteile der eingesetzten homodyn und heterodyn Interferometer deutlich. Der Vorteil des homodyn Interferometers liegt in seiner geringen Anzahl von Elementen und beruht auf der Detektion der Intensität. Daraus ergeben sich zwei Nachteile. Ein Nachteil ist, dass Intensitätsschwankungen, zum Beispiel verursacht durch den Laser, als Längenänderung interpretiert werden. Ein weiterer Nachteil des homodyn Interferometers ist seine begrenzte Richtungssensitivität der Spiegelbewegung, da nur die Intensitätszu- oder -abnahme in diesem einfachen Schema nutzbar ist. Der Nachteil bei der heterodyn Interferometrie ist, dass mehr opto-elektrische Komponenten benötigt werden und für die Detektion muss die Heterodynfrequenz sichergestellt werden. Die Detektion erfolgt bei f_{het} , welche durch eine Dopplerverschiebung beeinflusst wird, wenn sich die Probenspiegel bewegen. Diese Detektionsart überwindet den Nachteil der homodyn Interferometrie und ist nicht sensitiv gegenüber Intensitätsschwankungen oder Streulicht. Sie erlaubt, aufgrund der bekannten Heterodynfrequenz, die Detektion entsprechend zu optimieren. Durch entsprechende Filterung des Signals können Störsignale vom Messsignal entfernt werden, wodurch die Messunsicherheit reduziert werden kann.

Bei der technischen Umsetzung beider Interferometer-Verfahren werden diese einfachen Schemata erweitert, um den Einfluss der Nachteile zu reduzieren.

1.2.3 Erweitertes Laser-Dilatometer

Im Rahmen dieser Dissertation kommt ein heterodynes Interferometer zum Einsatz, das sich an dem Konzept der Veröffentlichung [36] orientiert. Das Schema des Laser-Dilatometers ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Die Strahlen f_1 und f_2 besitzen die gleiche Polarisation. Im Gegensatz zu Abbildung 1.3 (rechts) sind die Strahlen mit unterschiedlicher Frequenz bis zur Detektion räumlich getrennt. Dies verringert unerwünschte Frequenz- und Polarisationsmischungen. Zudem durchlaufen die Messstrahlen f_1 und die Referenzstrahlen f_2 jeweils die gleichen optischen Elemente. Sie unterliegen also den gleichen äußeren Störeinflüssen, welche bei der differenzbildenden Detektion entfallen. Die verwendete rohrförmige Materialprobe wird in der vertikalen statt in der horizontalen Lage vermessen. Dies vermeidet eine Durchbiegung der Materialprobe, welche bei der horizontalen Lagerung auftreten kann. Bei der vertikalen Lagerung wird die Materialprobe durch die Gravitation verlängert. Durch Anbringung der Probenspiegel in der Materialprobe, wird dieser Effekt konzeptionell mit einbezogen.

Wie Abbildung 1.4 darstellt, durchlaufen die Messstrahlen f_1 eine Wellenplatte $\lambda/2$ zur Veränderung der Polarisation, damit das Strahlenpaar im PBS reflektiert wird. Nach Durchlaufen der Wellenplatte $\lambda/4$ werden die Strahlen über einen 45° -Spiegel zu den Probenspiegeln M1 und M2 reflektiert. Das Strahlenpaar durchläuft erneut die Wellenplatte $\lambda/4$ und wird im Strahlteiler PBS reflektiert. Im Strahlteiler BS erfolgt die Überlagerung mit den Referenzstrahlen f_2 und eine Aufteilung in vier Strahlen. Zwei der Strahlen treffen auf Strahlabsorber BD und werden nicht weiterverwendet. Die verbleibenden Strahlen gelangen zu Photodetektoren QPD, mit denen die Phaseninformation für die Längenänderung ΔL extrahiert wird. Die Ausgangslänge L ergibt sich als Abstand zwischen den reflektierenden Flächen der Probenspiegel M1 und M2. Die Temperaturänderung ΔT wird mit drei über der Materialprobe verteilten Temperatursensoren gemessen.

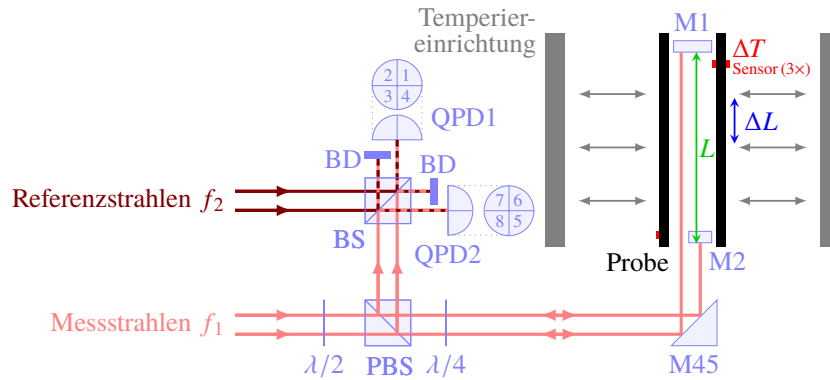


Abbildung 1.4: Schema des im Laser-Dilatometer genutzten Messprinzips auf Basis des Heterodyn-Interferometers (Überarbeitung von [37, 38]).

Die Einsegment-Photodetektoren, wie in Abbildung 1.3 (Seite 12), mitteln die Phaseninformation über die Detektorfläche. Werden segmentierte Photodetektoren, wie QPD in Abbildung 1.4 verwendet, kann eine Phaseninformation pro Segment ermittelt werden. Mit speziellen Auswerteverfahren kann aus dem Vergleich der Segmentensignale auf eine Verkipfung der Probenspiegel zur Strahlachse geschlossen werden. Für kleine Verkipfungen (aufbau- und anforderungsspezifisch) ist der ermittelte Wert proportional zum relativen Winkel zwischen den überlagerten Strahlen.

Im Rahmen dieser Dissertation kommt das DWS-Verfahren (DWS, differential wavefront sensing) zum Einsatz, welches in den Veröffentlichungen [39, 40] erstmals beschrieben worden ist. Bei diesem Verfahren wird die Wellenfrontveränderung des Laserstrahls verwendet. Wie Abbildung 1.5 schematisch darstellt, verursacht die zum Referenzstrahl verkippte Wellenfront des Messstrahls für das Segment X_A und Segment X_B unterschiedliche Phasensignale ϕ_{X_A} und ϕ_{X_B} . Die daraus ermittelte Phasendifferenz hängt vom relativen Winkel zwischen beiden Wellenfronten f_1 zu f_2 ab. Eine Änderung von f_1 ist zu erwarten, wenn zum Beispiel einer oder beide Probenspiegel verkippen. Aus den vier Signalen der Segmente der QPD können zwei unterschiedliche DWS-Signale berechnet werden, welche typischerweise mit den horizontalen und vertikalen Kippachsen der zu untersuchenden Objekten des Interferometers übereinstimmen.

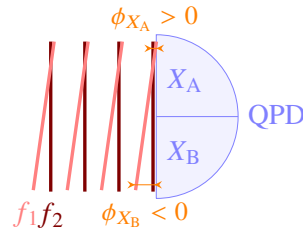


Abbildung 1.5: Schema zur Überlagerung verkippter Wellenfronten des Messstrahls f_1 zu Referenzstrahl f_2 auf QPD. Die messbaren Phasensignale ϕ_{X_A} und ϕ_{X_B} sind für die Segmente X_A und X_B unterschiedlich. Analog gilt dies auch für die anderen beiden Segmente der QPD.

1.3 Referenzmaterialien

Um die Fähigkeiten eines Messsystems zu qualifizieren und dessen Korrekturfunktionen zu bestimmen, werden Kalibriermessungen durchgeführt. Bei Dilatometern werden dazu Expansionsmessungen an einem geeigneten Referenzmaterial mit bekanntem Ausdehnungsverhalten durchgeführt. Die Eignung entsprechend Norm [22] beinhaltet neben der Ähnlichkeit der Abmessungen zu den Normalproben auch die Ähnlichkeit der thermischen Eigenschaften, um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse beziehungsweise Gültigkeit der Kalibration sicherzustellen. Eine thermische Alterung, also irreversible Veränderung, ist somit nicht zulässig. Ebenso ist eine hohe Stoffreinheit erforderlich, um die gewonnen Messwerte mit Literaturwerten sinnvoll vergleichen zu können. Für ausgewählte Materialien kann dies unabhängig von der Bezugsquelle gewährleistet werden, wie die Veröffentlichungen [41, 42] angeben: Kupfer, Platin, Wolfram, Silicium, Molybdän und Magnesiumoxid sowie unter Berücksichtigung der Kristallausrichtung Graphit und Saphir. Staatliche Metrologieinstitute bieten Referenzmaterialien mit dokumentierten Messwerten an. Wie aus den Beispielen in Tabelle 1.6 hervorgeht handelt es sich sowohl um Materialien die Bezugsquellen unabhängig bezogen werden können als auch um Materialien, deren CTE von der Herstellung und somit der Bezugsquelle abhängig ist, wie zum Beispiel Glas. Die CTE-Charakteristiken für diese Materialien liegen für unterschiedliche Temperaturbereiche vor, wobei alle den Temperaturbereich von 293 K bis 300 K abdecken, welcher typischerweise als Raumtemperatur verwendet wird.

Um einen Eindruck der CTE-Charakteristiken der Materialien aus Tabelle 1.6 zu vermitteln, sind diese in Abbildung 1.7 dargestellt. Der Bereich beschränkt sich auf die Temperaturen, welche mit dem in dieser Dissertation verwendeten Laser-Dilatometer möglich sind. Nicht alle Quellen decken den gesamten Temperaturbereich ab; dies betrifft Saphir, Stahl und Kohlenstoff. Für den gesamten Bereich gibt es CTE-Werte für Kupfer, Wolfram, Silicium und Quarzglas. Dabei weist Kupfer den höchsten und Quarzglas den niedrigsten CTE auf. Die CTE-Werte des Siliciums sind höher als Quarzglas und niedriger als Wolfram. Silicium ist damit das Material mit dem geringsten CTE in diesem Temperaturbereich, welches Bezugsquellen unabhängig bezogen werden kann.

Hochreines Silicium wird deshalb als Referenzmaterial herangezogen. Beispielsweise wird im Artikel [25] damit ein klassisches Schubstangen-Dilatometer kalibriert oder Messungen [43, 44] mit hochauflösenden optischen Dilatometern durchgeführt. Durch die Verwendung des gemeinsamen Referenzmaterials Silicium werden diese Dilatometer untereinander vergleichbar.

1.4 Modellierung und Simulation

Neben den experimentellen Untersuchungen an einem real-physikalischen System können Systemeigenschaften auch anhand von Modellen beschrieben und in Simulationen analysiert werden. Die Simulation kann dazu eingesetzt werden, das Systemverhalten unabhängig von der Prozessgeschwindigkeit des realen Systems zu untersuchen. Dabei ist sowohl die Beschleunigung als auch die Verlangsamung möglich. Auftretende Effekte können sichtbar gemacht werden, die im realen System nicht beobachtet werden können. Durch Vereinfachungen innerhalb des Modells werden Einflussgrößen ausgeschlossen. Modellierung und Simulationen können sowohl zur Nachbildung vergangener als auch zukünftiger Prozesse eingesetzt werden.[56] Bei der Prädiktion des Verhaltens können mögliche Fehlerquellen erkannt und behoben werden. Dies kann bei einer grundlegenden Neuentwicklung Ressourcen, wie Zeit, Geld, Hardware, Personal oder Lizenzen, einsparen. Allerdings sind für die Modellierung und die Simulation ebenfalls Ressourcen erforderlich. Je nach Vereinfachungsgrad des Modells sind die gewonnen Erkenntnisse auf das reale System übertragbar. Durch Simulationen lassen sich Extremfälle untersuchen, die bis hin zur Zerstörung des realen Systems führen könnten. Der entscheidende Vorteil der Simulation ist die Möglichkeit, eine Vielzahl von Parametern in unterschiedlichen Szenarien zu überprüfen und damit Hypothesen zum Systemverhalten zu bestätigen oder zu verwerfen.

Für die softwaregestützte numerische Simulation können bei der Modellierung verschiedene Werkzeuge (simulation packages) eingesetzt werden. Wie im Buch [57] angegeben, können diese unterteilt werden in Simulatoren, Simulationssprachen und (traditionelle) Programmiersprachen.

Tabelle 1.6: Referenzmaterialien zweier Metrologieinstitute mit Materialname, Materialbezeichnung, untersuchtem Temperaturbereich und Bezugsquelle.

NIST: National Institute of Standards and Technology, NMIJ: National Metrology Institute of Japan

Material	Bezeichnung	Bereich in K	Quelle
Borosilikatglas	SRM 731	80 bis 680	NIST [45]
Saphir	SRM 732	293 bis 2000	NIST [46]
Kupfer	SRM 736	20 bis 800	NIST [47]
Wolfram	SRM 737	80 bis 1800	NIST [48]
rostfreier Stahl ANSI 446	SRM 738	293 bis 780	NIST [49]
Quarzglas	SRM 739	80 bis 1000	NIST [50]
Silicium	RM 1101-a	293 bis 1000	NMIJ [51]
amorpher Kohlenstoff	RM 1102-a	293 bis 1100	NMIJ [52]
Silicium	CRM 5803-a	20 bis 300	NMIJ [53]
Kupfer	CRM 5805-a	20 bis 300	NMIJ [54]

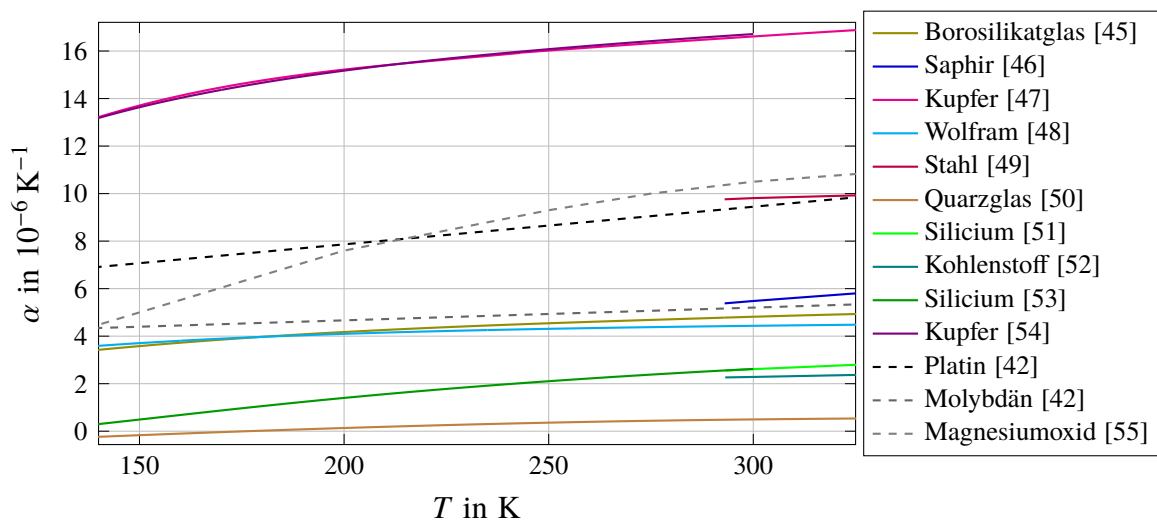


Abbildung 1.7: CTE-Charakteristiken im Temperaturmessbereich des Laser-Dilatometers der Materialien in Tabelle 1.6 ergänzt um Bezugsquellen-unabhängige Materialien.

Simulatoren sind Programme, welche die Modellierung für einen spezifischen Anwendungsbereich zur Verfügung stellen. Die zugrundeliegenden Modellbeziehungen sind im Allgemeinen bekannt, allerdings ist die programmspezifische Modellimplementierung nicht zugänglich. Ein Beispiel hierfür ist Power-Systema [58]. Es ist dafür optimiert, die elektrischen Versorgungssysteme von Raumsonden zu modellieren und zu simulieren.

Mit Simulationssprachen werden die Modellverknüpfungen beziehungsweise Modellgleichungen beschrieben. Grundsätzliche Operationen stehen bereits zur Verfügung und der Verarbeitungsprozess muss nicht implementiert werden. Simulationssprachen sind nicht auf spezifische Anwendungsbereiche beschränkt, wie EcosimPRO [59] zeigt. Vorgefertigte Bibliotheken für thermale, elektrische oder strömungsmechanische Prozesse stehen bereits zur Verfügung. Die Modellierungsgleichungen sind zugänglich und das Programm ist so gestaltet, dass weitere Elemente zur Systemmodellierung hinzugefügt werden können. Aus diesen Elementen werden dann Signallaufpläne erstellt und die Systemantwort durch die Simulation berechnet.

Die (traditionellen) Programmiersprachen stellen nur die sprachspezifischen Grundfunktionen zur Verfügung. Auf Basis der Grundfunktionen werden dann die Modellgleichung inklusive Verarbeitungsprozess der Simulation beschrieben. Das Modell und der Simulationsprozess sind dabei vollständig einsehbar. Beispiele hierfür sind Python oder C/C++.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Simulation für die Untersuchung der Optik des Laser-Dilatometers eingesetzt. Ein erster Ansatzpunkt für die Beschreibung ist dabei die Strahlenoptik (geometrical optics), welche das Brechungs- und das Reflexionsgesetz beinhaltet. Dies ist allerdings für die Modellierung des interferometrischen Zusammenhangs nicht ausreichend. Es wird die Wellenoptik (physical optics) benötigt, um Interferenz- und Polarisationsphänomene des Lasers als transversale Welle mit elektrischem und magnetischem Feldanteilen zu beschreiben.

Für die Simulation optischer Systeme existieren eine Vielzahl von kommerziellen und nicht-kommerziellen Modellierungs- und Simulationswerkzeugen. Die bekanntesten kommerziellen Simulatoren sind Zemax-OpticStudio [60] und FRED [61]. Das in dieser Dissertation verwendete IfoCAD modelliert und simuliert nicht nur die optischen Aspekte des Interferometers. Diese Software-Bibliothek, geschrieben in C/C++, beinhaltet bereits Routinen zur Berechnung der real-elektrischen Photodetektorsignale und Auswertalgorithmen des Dilatometer-Messsystems. Dieses Alleinstellungsmerkmal von IfoCAD vereinfacht die Implementierung, die Simulation und den Abgleich mit den Messwerten des Laser-Dilatometers.

1.5 Themenstellung der Dissertation

Mit den vorangegangenen Abschnitten wurde eine Einführung zum Thema der vorliegenden Dissertation geliefert. In Abschnitt 1.5.1 wird der Ausgangspunkt dieser Arbeit hinzugefügt, um den Forschungsschwerpunkt und den Aufbau der vorliegenden Dissertation in Abschnitt 1.5.2 zu erläutern.

1.5.1 Ausgangspunkt der Arbeit

Am Institut für Raumfahrtssysteme des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR-RY) in Bremen wurde über die vergangenen Jahre ein hochauflösendes Laser-Dilatometer aufgebaut. In Kooperation mit dem Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation (ZARM) der Universität Bremen und dem Industriepartner Airbus Defence and Space wurde die Entwicklung für den Temperaturbereich von 140 K bis 325 K vorangetrieben. Durch Verwendung einer speziellen Probenaufnahme und spezieller Spiegelhalter (Abbildung 1.8) ist es möglich, sowohl Gläser, Glaskeramiken als auch Verbundwerkstoffe zu charakterisieren.

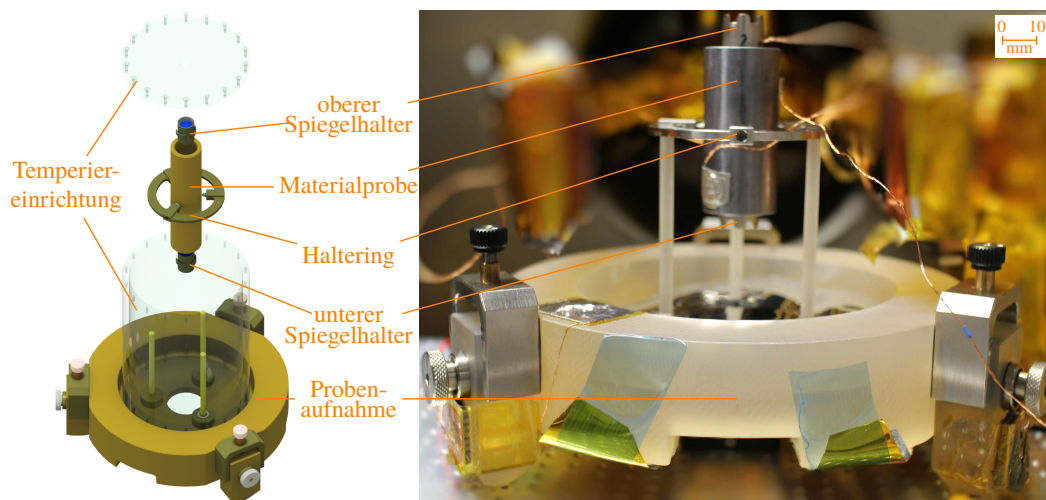


Abbildung 1.8: Materialprobe mit Spiegelhaltern, Haltering und Probenaufnahme als Explosionszeichnung (links) und Foto (rechts, aus [38]).

Die dilatometrische Charakterisierung erfolgt mit einem Interferometer, dessen grundlegende Entwicklung in der Dissertation [35] beschrieben ist und Ausgangspunkt für verschiedene Messsysteme [62–65] war. Im Messsystem des Laser-Dilatometers sind der Messspiegel und der Referenzspiegel des Interferometers durch die Materialprobe separiert (Abbildung 1.4 Seite 14). Eine Temperaturänderung der Materialprobe, induziert durch die Temperiereinrichtung, führt zu einer Längenänderung der Materialprobe, bei welcher die Probenspiegel mitbewegt werden. Durch Verwendung von segmentierten Photodetektoren QPD wird neben der longitudinalen Änderung auch die Winkeländerungen der Probenspiegel detektierbar.

Im Rahmen des Dilatometer-Forschungsprojekts wurden über die vergangenen Jahre eine Vielzahl von Arbeiten veröffentlicht. Für die vorliegende Dissertation sind die folgenden Arbeiten aufgrund ihrer Aktualität von besonderem Interesse:

- Die Masterarbeit [37] beinhaltet neben der Charakterisierung des Messsystems auch die Bestimmung des CTE-Verlaufs einer Zerodur-Probe.
- Der Artikel [66] beschäftigt sich mit der Untersuchung einer CFRP-Probe.
- Beide Arbeiten [37] und [66] fanden Eingang in die Dissertation [34], welche auch die Charakterisierung einer Clearceram-Probe enthält.

Die untersuchten Materialproben sind in Abbildung 1.9 (links) dargestellt. Im Rahmen dieser Veröffentlichungen wurden verschiedene Ansatzpunkte für Verbesserungsmöglichkeiten des Messsystems deutlich:

- Bei der Berechnung des CTEs kam nur die aus dem Longitudinalsignal extrahierte Längenänderung zum Einsatz, da die Winkelsignale zum Teil nur einen schwach korrelierten Charakter zu den Temperatur- und Ausdehnungsverläufen aufwiesen.
- Vergleichsmessungen von Zerodur zeigten eine mittlere Abweichung von $26 \cdot 10^{-9}$ K zwischen den Werten des Herstellers und dem des Messsystems (Abbildung 1.9 rechts).
- Die Verkipfung der Materialprobe während des Messvorgangs und die damit zusammenhängende Beeinflussung der Auswertung durch das Interferometer ist ein grundlegender Prozess. Das DWS-Verfahren bietet die Möglichkeit diese Verkipfung mit den Photodetektoren QPD zu detektieren.

Um die Messeigenschaften des Laser-Dilatometers und der damit gewonnenen Ergebnisse voranzubringen, ist eine genauere Untersuchung des Messsystems mit einem Fokus auf die Winkelmessung erforderlich.

1.5.2 Gliederung der Dissertation

Im Rahmen der Forschungstätigkeit für diese Dissertation wurden die Ansatzpunkte für die Verbesserungen des Messsystems aufgegriffen. Die dadurch angestoßene Weiterentwicklung macht eine Analyse des Messsystems nicht allein auf Basis von Charakterisierungsmessungen erforderlich. Die modellbasierte Simulation mit der Software-Bibliothek IfoCAD ist ebenfalls zweckmäßig.

Das entwickelte numerische Simulationsmodell ist Messdaten gestützt und erlaubt so, die zugrundeliegenden Prozesse des Messverhaltens nachzubilden. Eine Charakterisierung des Laser-Dilatometers liefert dafür die erforderlichen Modellparameter. Die Erkenntnisse aus der Simulation werden dann gezielt für die Optimierung des Messvorgangs eingesetzt. Auch lassen sich mit der Simulation verschiedene Szenarien und Verfahren für das Messsystem analysieren.

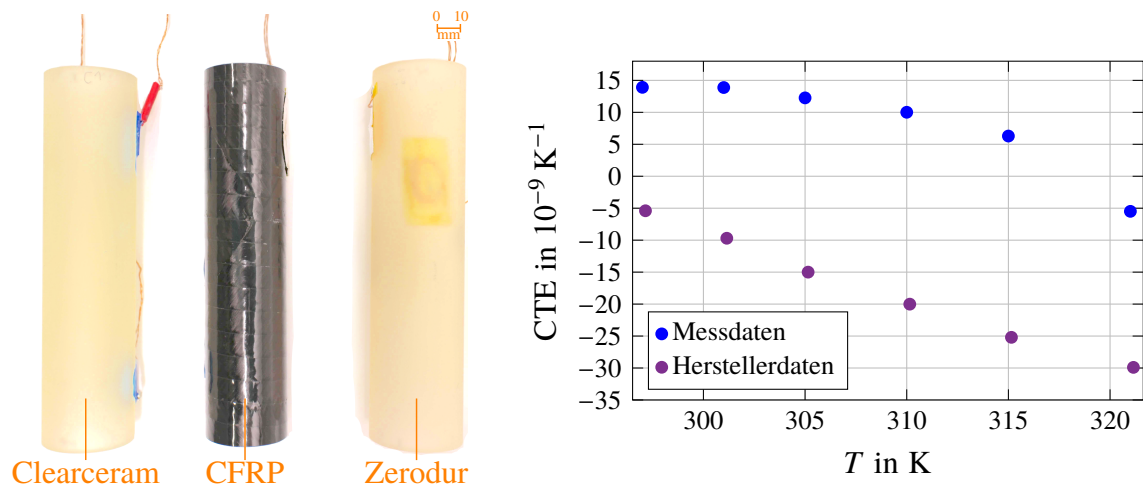


Abbildung 1.9: Untersuchte Materialproben mit Sensorleitung für Temperaturmessung des Dilatometers (links) und CTE-Charakteristik der Zerodur-Probe (rechts, Daten aus [34, 37]).

Eine Verbesserung der DWS-Detektion wird durch eine Überarbeitung des Messsystems erreicht. Mit der dazugehörigen Anpassung der Algorithmen zur Messdaten-Nachverarbeitung kann die verkippungsinduzierte Längenänderung korrigiert werden. Das Simulationsmodell in Kombination mit Charakterisierungsmessungen liefert dafür die notwendigen Vorhersagen.

Die Untersuchung des monolithischen Referenzmaterials Silicium bietet sich darüber hinaus an, da es in hochreiner Form hergestellt werden kann und einen sehr präzise untersuchten CTE besitzt (zum Beispiel Artikel [44]). Ein Abgleich zwischen ermitteltem CTE und dokumentiertem CTE erlaubt dann Aussagen über die Fähigkeit des aufgebauten Messsystems, sowie eine Vergleichbarkeit zu anderen Dilatomern. Diese thematische Einführung in Kapitel 1 zur Dissertation liefert die Basis für die folgenden Kapitel

2	Dilatometer-Messsystem	22
3	Simulation des Interferometers	46
4	Resultate und Auswertung	64
5	Zusammenfassung und Ausblick	88

In Kapitel 2 wird das verwendete Messsystem mit seinen Laboraufbauten beschrieben. Das Simulationsmodell in Kapitel 3 beruht auf dessen interferometrischem Teilsystem und liefert Erkenntnisse für das nachfolgende Kapitel 4 der messtechnisch ermittelten Resultate. Eine Zusammenfassung der Untersuchungskomplexe und Ausblick auf weiterführende Arbeiten werden in Kapitel 5 gegeben.

2 Dilatometer-Messsystem

Das Dilatometer-Messsystem besteht aus mehreren Teilsystemen. In der Dissertation [34] ist die Konzeption und der technische Stand des Dilatometers beschrieben, auf dem die vorliegende Arbeit aufbaut.

Ein Funktionsdiagramm des Dilatometer-Messsystems ist in Abbildung 2.1 dargestellt und unterstützt die folgende Beschreibung. Das Dilatometer-Messsystem wird durch ein Laser-Modul mit Frequenzstabilisierung versorgt. Die Übertragung des Laserstrahls erfolgt über eine Glasfaser zum Modul der Heterodyn-Frequenzerzeugung. Der Laserstrahl wird in zwei Teilstrahlen aufgespalten und in Frequenz, Phase und Intensität angepasst. Die Detektion für diese Regelkreise erfolgt im Heterodyn-Interferometer und die Erzeugung der Stellgrößen im Block der Phasen- und Intensitätsstabilisierung. Die stabilisierten Strahlen werden über Glasfasern dem Heterodyn-Interferometer in der Vakuumkammer zugeführt. Ein Teil der Laserstrahlen wird an der Materialprobe reflektiert und im Heterodyn-Interferometer detektiert. Die Materialprobe befindet sich zusammen mit den angebrachten Spiegelhaltern in der Probenaufnahme, welche durch das Thermalsystem umschlossen wird. Die Ansteuerung des Thermalsystems erfolgt von außerhalb der Vakuumkammer. Die Signalaufbereitung erfasst die opto-elektrischen und thermischen Messsignale aus der Vakuumkammer und die Frequenz des Laser-Moduls.

Die beschriebenen Komponenten des Dilatometer-Messsystems lassen sich in thermische, mechanische und opto-elektrische Hauptaspekte untergliedern, woran sich die Kapitelstruktur orientiert

2.1	Thermalsystem	24
2.1.1	Heizsystem (285 K bis 325 K)	25
2.1.2	Kühlsystem (140 K bis 285 K)	26
2.2	Mechanische Bestandteile	27
2.2.1	Vakuumkammer	28
2.2.2	Spiegelhalter und Probenaufnahme	30
2.3	Opto-elektrischer Aufbau	32
2.3.1	Laser-Modul mit Frequenzstabilisierung	33
2.3.2	Heterodyn-Frequenzerzeugung	33
2.3.3	Heterodyn-Interferometer	35
2.3.4	Phasen- und Intensitätsstabilisierung (PI_A und PI_D)	37
2.3.5	Signalaufbereitung (SIG_A und SIG_D)	39

Im ersten Abschnitt wird das Thermalsystem zum Temperieren der Materialprobe beschrieben. Der zweite Abschnitt befasst sich mit den mechanischen Bestandteilen, insbesondere der Vakuumkammer sowie der Probenaufnahme und den Spiegelhaltern der Materialprobe. Im dritten Abschnitt werden die verschiedenen opto-elektrischen Teilsysteme zusammenhängend erläutert.

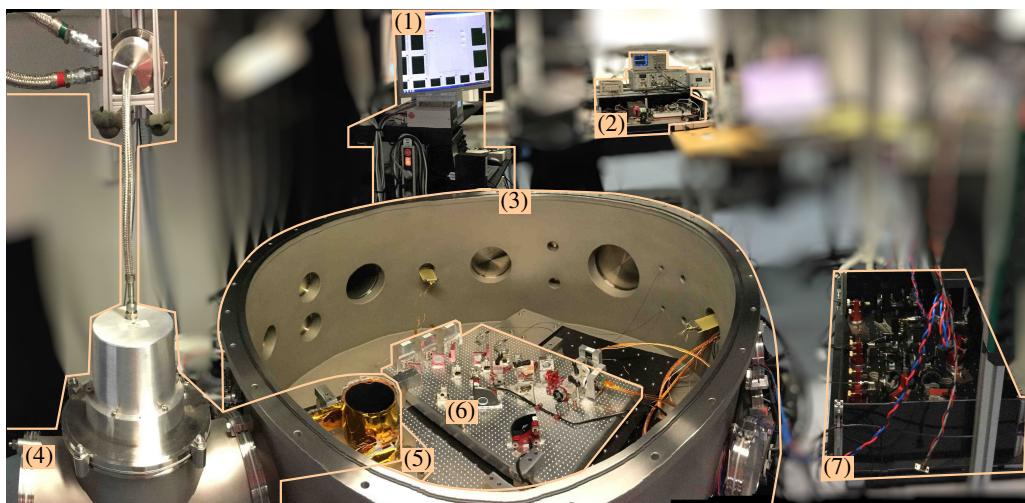
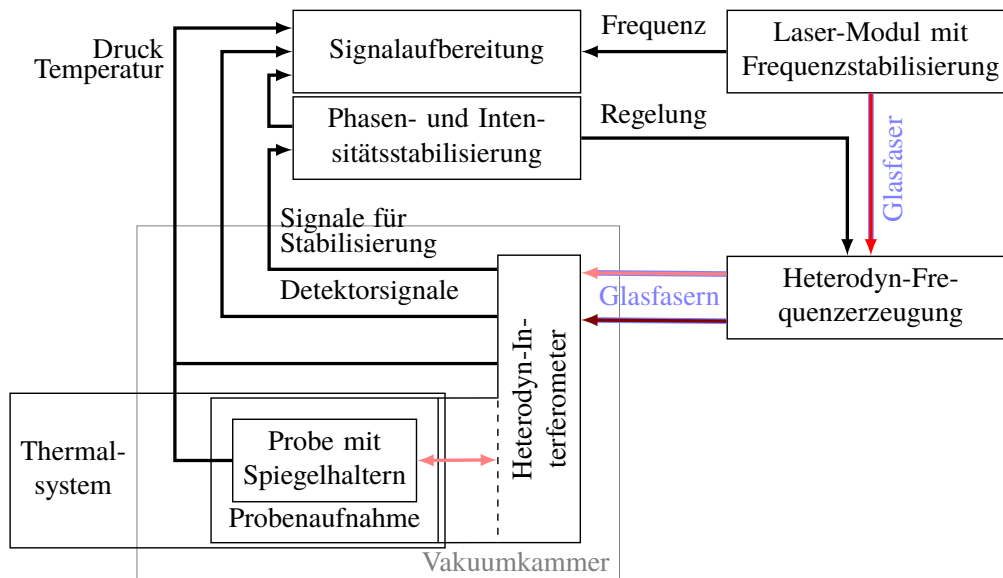


Abbildung 2.1: Funktionsdiagramm des Laser-Dilatometers mit Schema (oben) und Panoramafoto (unten) mit Signalaufbereitung (1), Laser-Modul mit Frequenzstabilisierung (2), Vakuummkammer (3), Thermal-system (4), Probenaufnahme (5), Heterodyn-Interferometer (6) und Heterodyn-Frequenzerzeugung (7).

2.1 Thermalsystem

Zur Messung des CTEs eines Materials wird die Temperatur der Materialprobe verändert. Das Thermalsystem dient dabei zur gezielten und gleichmäßigen Beeinflussung der Temperatur der Materialprobe. Gleichzeitig ist es erforderlich, alle anderen Bestandteile des Messsystems vor einer Temperaturänderung zu schützen. Solche Temperaturänderungen können zu einer thermischen Ausdehnung und somit Veränderungen beziehungsweise Beeinflussung der Messeigenschaften führen. Zu berücksichtigen sind dabei die drei Wärmetransportmechanismen [67, 68]: Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung.

Die Wärmeleitung beruht auf der Energieübertragung zwischen benachbarten Atomen und tritt somit bei physikalisch verbundenen Objekten auf. Bei der Konvektion geschieht der Wärmetransport über ein Fluid. Dieser Mechanismus wird nicht für die gezielte Proben-temperierung eingesetzt. Stattdessen wird der Mechanismus der Wärmestrahlung durch die Vakuumkammer ermöglicht. Der Wärmetransport beruht auf elektro-magnetischer Strahlung, die alle Objekte über 0 K emittieren. Die Komponenten des Messsystems müssen entsprechend aufgebaut oder geschirmt werden, damit kein unerwünschter Wärmetransport stattfindet, welcher die Messeigenschaften beeinflusst. Zur Minimierung der Wärmestrahlung zwischen Thermalsystem und insbesondere dem Heterodyn-Interferometer bei Raumtemperatur (≈ 295 K) sind alle Bestandteile des Thermalsystems mit thermisch isolierender MLI-Folie (MLI, engl. multi layer insulation) abgedeckt.

Das Dilatometer-Messsystem ist für die Untersuchung rohrförmiger Materialproben entworfen worden. Um eine gleichmäßige Temperierung zu gewährleisten, wird die Materialprobe durch einen Kupferkessel berührungsfrei umschlossen und ermöglicht so den Wärmetransport mittels Wärmestrahlung. Der Kessel wurde aus Kupfer hergestellt, um von den Wärmeleitungseigenschaften des Materials zu profitieren. Der Kupferkessel selbst wird durch Wärmeleitung einer Wärmequelle in seiner Temperatur beeinflusst. Die Ansteuerung der Wärmequelle zur gezielten Temperaturänderung an der Materialprobe erfolgt mittels Regelelektronik von außerhalb der Vakuumkammer. Wie Abbildung 2.2 beispielhaft zeigt, besitzt die Bodenplatte vier Öffnungen: drei für die Probenaufnahme und eine für den Laser.

Es stehen zwei Aufbauten dieses Prinzips für die unterschiedlichen Temperaturbereiche zur Verfügung:

2.1.1	Heizsystem (285 K bis 325 K)	25
2.1.2	Kühlsystem (140 K bis 285 K)	26

Zum Einsatz kommen jeweils PI-Regler (PI, Proportional-Integral), deren Reglerparameter experimentell ermittelt werden. Der Istwert wird jeweils durch einen Temperatursensor gemessen. Zum Einsatz kommen Pt100-Sensoren, welche jeweils in 4-Leiter-Schaltung entsprechend Norm [69] an die Regelelektronik angeschlossen sind. Die Schaltungsart dient zur Minimierung der Messunsicherheit bei der Temperaturmessung, welche durch den Leitungswiderstand der Sensorleitungen verursacht wird. Zusätzlich erfolgt noch eine

thermische Ankerung beim Kühlsystem, um den Wärmeeintrag über die Sensorleitungen aufgrund des Temperaturgradienten zwischen Sensor und Messgerät zu minimieren. Dafür wird, wie von der Veröffentlichung [70] vorgeschlagen, eine circa 10 cm lange Sensorleitung zusätzlich am Messpunkt befestigt.

Vorgaben für die Regelkreise, wie Temperaturverlauf oder Regelparameter, können mittels PC an die jeweilige Regelelektronik übertragen werden. Durch eine LabVIEW-Programmierung können zudem zeitveränderliche Soll- beziehungsweise Istwerte im Thermalsystem realisiert werden. Typischerweise kommen sinusförmige Temperaturänderungen zum Einsatz, deren Periodendauer und Amplitude so gewählt sind, dass eine homogene Temperaturverteilung und folglich Ausdehnung gewährleistet ist.

In den folgenden Abschnitten werden die spezifischen Umsetzungen beider Aufbauten des Thermalsystems beschrieben.

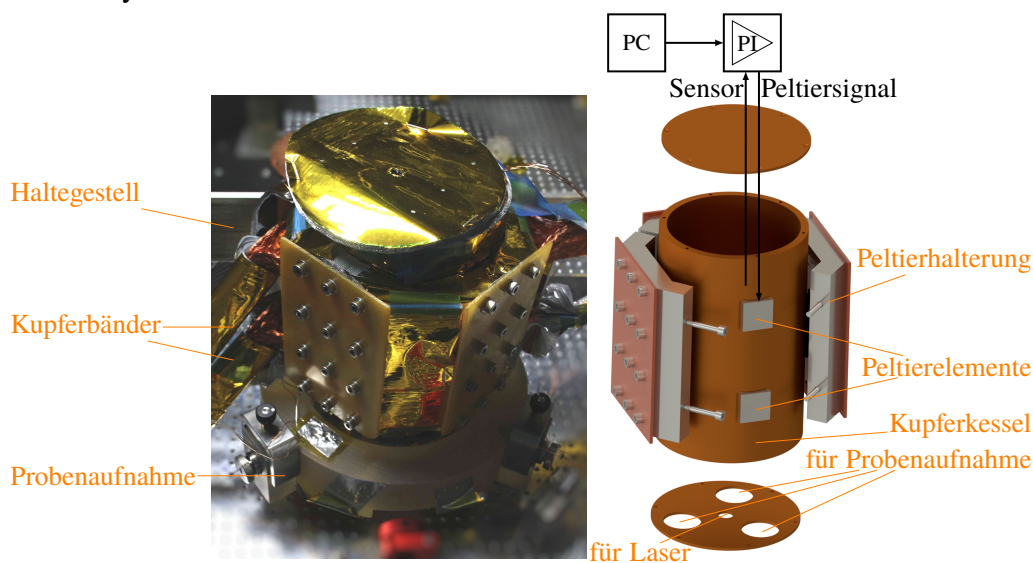


Abbildung 2.2: Heizsystem an Probenaufnahme als Foto (links, Überarbeitung von [37]) und CAD-Rendering mit Schema der Temperaturregelung (rechts).

2.1.1 Heizsystem (285 K bis 325 K)

Das Heizsystem dient zur Temperierung im Bereich von 285 K bis 325 K und wurde im Rahmen der Masterarbeit [71] entwickelt. Das Haltegestell wurde für das Dilatometer-Messsystem angepasst und dient zur Feinjustage des Kupferkessels in Bezug zur Probenaufnahme und Materialprobe. Hierbei ist die Probenaufnahme direkt neben den optischen Elementen des Heterodyn-Interferometers positioniert. Das Heizsystem ist zusammen mit einem Schema zum Regelkreis in Abbildung 2.2 dargestellt.

Es kommen Peltierelemente zum Einsatz, welche den Kupferkessel aufheizen und abkühlen können. Diese acht Peltierelemente sind gleichmäßig um den Kupferkessel verteilt. Zusammen mit dem Temperatursensor werden sie über Aluminiumprofile am Kupferkessel gehalten. Die Kupferbänder dienen zum Wärmeaustausch zwischen Kupferkessel und Haltegestell.

Die Peltierelemente und Temperatursensoren sind an eine Regelelektronik [72] angeschlossen. Durch Anpassung der Stromrichtung und Nutzung des thermo-elektrischen Effekts erwärmen oder kühlen die Peltierelemente den Kupferkessel abhängig vom Sollwert und gemessenen Istwert und beeinflussen so die Temperatur der Materialprobe.

2.1.2 Kühlsystem (140 K bis 285 K)

Das Kühlsystem deckt einen Temperaturbereich von 140 K bis 285 K ab und wurde in der Masterarbeit [73] konzipiert. Abbildung 2.3 zeigt den an der Vakuumkammer angebrachten Teil des Thermalsystems. Der Pulsrohrkühler [74] ist die aktive Baugruppe, die eine Temperatursenke realisiert. Angesteuert wird er über einen Wechselrichter [75] und ist an einen Kompressor [76] angeschlossen, welcher das zur Kälteerzeugung benötigte Helium fördert und komprimiert. Zwischen Kupferkessel und Pulsrohrkühler sind zur Wärmeleitung Kupferschienen angebracht.

Das Thermalsystem ist aufgrund seiner Fähigkeit, bis zu 140 K zu erreichen, für die Positionierung getrennt von den optischen Elementen des Heterodyn-Interferometers konzipiert. Durch diese Trennung wird die Wärmeübertragung reduziert und der Einfluss des Temperaturgradienten zwischen der Materialprobe bei ≥ 140 K und dem Heterodyn-Interferometer bei ≈ 295 K minimiert.

Der Pulsrohrkühler ist entsprechend seines Datenblatts [74] in der Lage, eine minimale Temperatur von ≈ 30 K zu erreichen. Bei Verwendung einer thermischen Last von 30 W werden ≈ 80 K erreicht. Auf dem Prinzip der thermischen Belastung beruhen auch die Regelkreise des Kühlsystems. Am sogenannten Kaltkopf des Pulsrohrkühlers und am Kupferkessel sind Pt100-Temperatursensoren sowie $47\ \Omega$ -Heizwiderstände angebracht. Diese bilden die Sensoren und Stellglieder für zwei getrennte Temperaturregelkreise mit der Regelelektronik [77]. Die Temperatur am Kaltkopf wird im Allgemeinen konstant 10 K niedriger als die Mittelwerttemperatur am Kupferkessel gehalten. Die Temperatur am Kupferkessel wird über die Regelung um diesen Mittelwert, also die Untersuchungstemperatur, variiert.

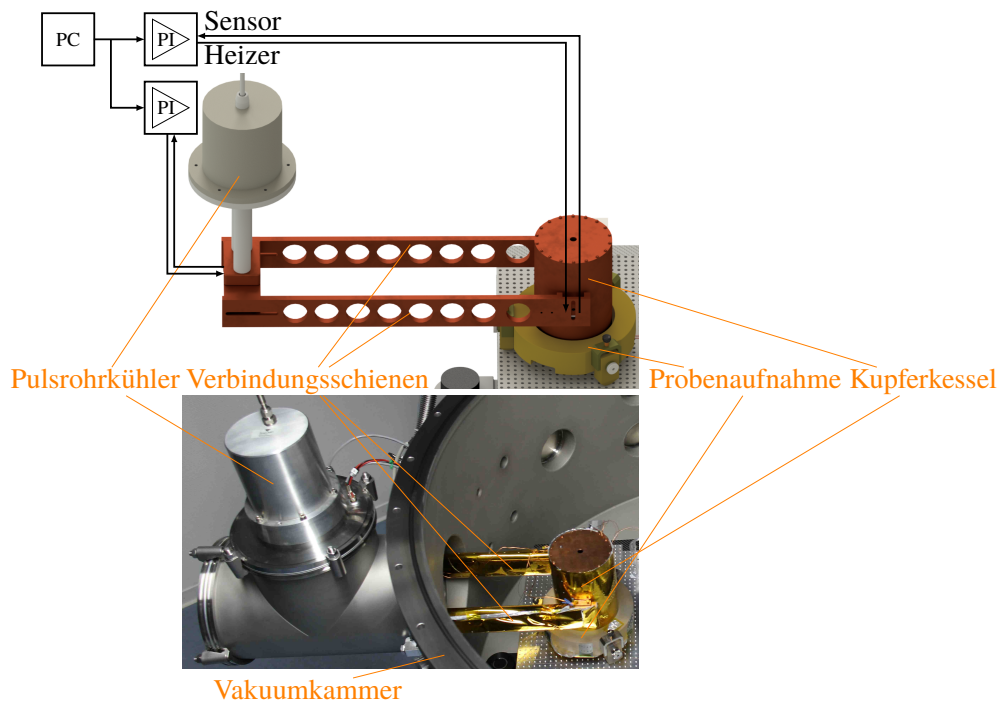


Abbildung 2.3: Kühlsystem an Probenaufnahme als CAD-Darstellung mit Schema der Temperaturregelung (oben) und Foto (unten).

2.2 Mechanische Bestandteile

Die dimensionale Stabilität ist nicht nur eine Anforderung, welche durch die Charakterisierung im Laser-Dilatometer nachgewiesen werden soll, sondern wird auch innerhalb des Dilatometers selbst benötigt. Die mechanischen Bestandteile sind so ausgewählt, dass der CTE der Komponenten nur minimalen Einfluss auf die optische Messung der Materialprobe hat. Die Wärmeübertragung oder Weiterleitung von Schwingungen ist dabei zu berücksichtigen.

Die optischen Komponenten sind auf Rasterplatten, sogenannten Breadboards, verbaut. Das Raster erlaubt, ohne großen Aufwand optische Komponenten zu montieren und Änderungen in deren Anordnung vorzunehmen, wie es für die Weiterentwicklung des Dilatometer-Messsystem erforderlich ist. Neben kommerziell verfügbaren Optiken und deren mechanischen Halterungen kommen im Dilatometer-Messsystem auch speziell entworfene Komponenten zum Einsatz:

2.2.1	Vakuunkammer	28
2.2.2	Spiegelhalter und Probenaufnahme	30

Diese Komponenten werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben.

2.2.1 Vakuumkammer

Die Vakuumkammer wurde speziell für das Laser-Dilatometer im Rahmen der Masterarbeit [73] entworfen. Sie dient zur Aufnahme des Interferometers und des Thermalsystems. Durch ein zweistufiges Pumpensystem [78–81] wird ein Vakuum von 100 mPa bis 1 mPa in der Kammer erreicht, um akustische Schwingungen und Luftverwirbelungen zu reduzieren sowie den Brechungsindex auf ≈ 1 zu stabilisieren. Weiterhin geschieht die Wärmeübertragung im Vakuum nur durch Wärmestrahlung, wodurch zum einen eine Isolation zwischen Thermalsystem und opto-elektrischen Aufbau erfolgt und zum anderen eine homogenere Beeinflussung der Proben-Temperatur ermöglicht wird.

Wie die CAD-Darstellung in Abbildung 2.4 zeigt, ist die Vakuumkammer auf Schwingungsdämpfer-Füßen [82] gelagert, um seismische Schwingungen zu reduzieren. Innerhalb der Kammer befindet sich ein CFRP-Breadboard [83] ebenfalls auf Schwingungsdämpfern [84]. Diese dienen zur Schwingungsdämpfung des an der Vakuumkammer angeschlossenen Pumpensystems und des Thermalsystems (Pulsrohrkühler des Kühlsystems).

Dieses CFRP-Breadboard trägt das Interferometer-Board mit dem Großteil des opto-elektrischen Aufbaus und das Proben-Board für die Probenaufnahme der Materialprobe, welche im folgenden Abschnitt 2.2.2 beschrieben wird. Die Verwendung von zwei Breadboards dient zur Minimierung der thermischen Beeinflussung zwischen dem Interferometer und der temperierten Materialprobe im Kühlsystem (Abschnitt 2.1.2). Das CFRP des unteren Breadboards besitzt einen optimierten CTE in der Achse der Strahlausbreitung zwischen den oberen Breadboards aus Aluminium. Zur weiteren Reduzierung von thermischen Einflüssen ist die Strahlhöhe auf die Breadboard-Halterungen angepasst. Die Aluminium-L-Profile auf den Zerodur-Füßen als Verbindungsstück zu den Aluminium-Breadboards mit seinen Aluminium-Optikhalterungen bilden eine thermal-neutrale Ebene, auf der die Strahlausbreitung stattfindet.

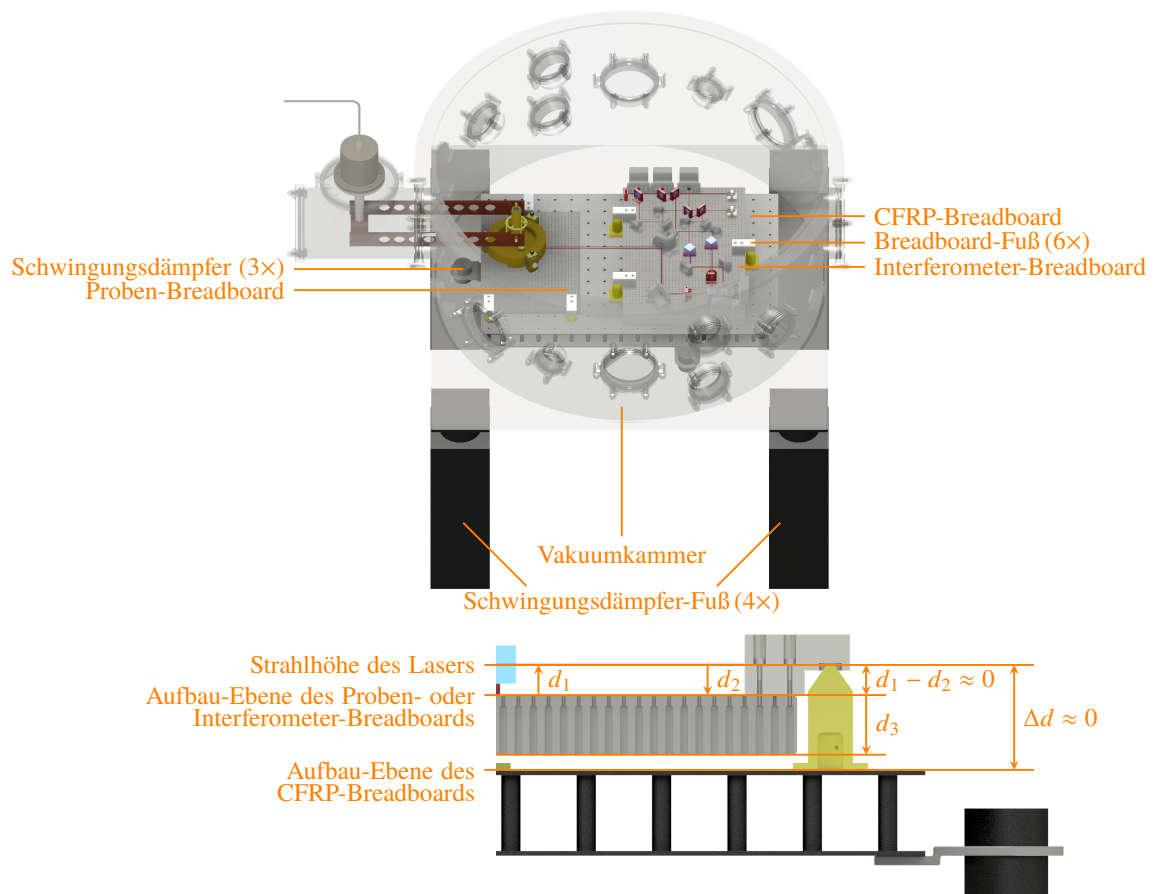


Abbildung 2.4: CAD-Darstellung der Vakuumkammer mit Komponenten (oben) und Detailansicht der Breadboard-Halterung (unten). Bei Expansion bewegt sich die Strahlhöhe d_1 nach oben, entgegengesetzt zum Abstand zwischen Zerodur-Fuß-Spitze und der Aufbau-Ebene d_2 . Beide Bewegungen, d_1 und d_2 , gleichen sich aufgrund desselben Materials aus. Die Ausdehnung des Aluminium-Breadboards d_3 ist aufgrund der Halterung nach unten gerichtet und hat keinen Einfluss auf den optischen Aufbau.

2.2.2 Spiegelhalter und Probenaufnahme

Typischerweise werden in Laser-Dilatometern die Endflächen von Materialproben so aufgearbeitet, dass diese den Laserstrahl reflektieren, oder es werden Spiegel an die Endflächen angebracht. Für das Messsystem kommen Spiegel auf den Endflächen nur für eine Messung im Abschnitt 4.1 zum Einsatz. Um Materialproben unabhängig von der Beschaffenheit der Endflächen zu untersuchen, wurde im Rahmen der Praxissemesterbericht [85] Spiegelhalter für rohrförmige Materialproben entwickelt. Die Probenaufnahme für die Halterung der rohrförmigen Materialprobe entstand im Rahmen der Masterarbeit [71]. Beide Elemente sind so konzipiert, dass sie die Probenausdehnung und deren messtechnische Erfassung nur minimal beeinflussen.

Die Spiegelhalter sind aus Invar36 [86, 87] gefertigt und dienen zur Aufnahme und Positionierung der Probenspiegel M1 und M2 (Abbildung 2.5 links). Der Spiegelhalter besteht aus einem Rohr, in den der Spiegel eingelegt und mit einem Pufferring sowie einem Klemmring verschraubt wird. Mit den drei Federarmen außen am Rohr wird der Spiegelhalter in die Materialprobe geklemmt (Abbildung 2.5 mitte). Das Schema in Teilabbildung (rechts) verdeutlicht die thermal-neutrale Ebene innerhalb des Spiegelhalters. Um die Position des Spiegels im Spiegelhalter sowohl bei Ausgangstemperatur T_0 als auch bei Temperaturänderung $T_0 + \Delta T$ konstant zu halten, befindet sich die reflektierende Fläche des Spiegels auf gleicher Höhe mit der Befestigung. Der Spiegelhalter dehnt sich bei Temperaturänderung symmetrisch um die thermal-neutrale Ebene der Befestigung in der Materialprobe aus. Die Ausdehnung des Spiegels geschieht von der thermal-neutralen Ebene weg in den Pufferring. Die Reflexion des Laserstrahls wird nicht beeinflusst, wenn sich die Reflexionsfläche innerhalb des Spiegelhalters nicht bewegt.

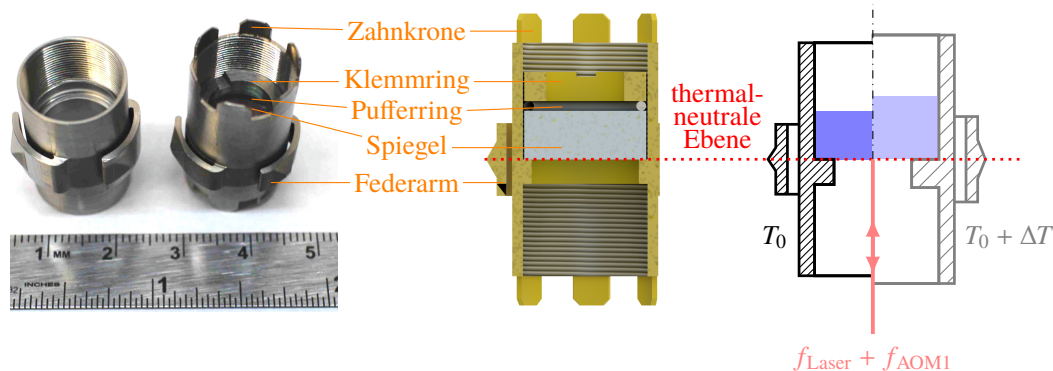


Abbildung 2.5: Spiegelhalter als Foto (links) und CAD-Schnittdarstellung (mitte) sowie Funktionsschema (rechts, Überarbeitung von [34, 66]). Die Zahnkrone, in der sich die beiden Spiegelhalter unterscheiden, hat keinen Einfluss auf die Funktion des Spiegelhalters. Bei Temperaturänderung ΔT von der Ausgangstemperatur T_0 dehnt sich der Spiegelhalter zusammen mit dem Spiegel aus. Die Ausdehnung geschieht dabei um die Halterung herum, welche die thermal-neutrale Ebene (rot) bildet. In dieser Arbeit wird der Spiegelhalter mit Zahnkrone verwendet.

Die Probenaufnahme dient zur Halterung der Materialprobe im Thermalsystem und zur Justage zu den Strahlen des Interferometers. Die Materialprobe wird mit einem justierbaren 3-Punkt-Federmechanismus im Haltering befestigt und auf die Zerodurstäbe aufgelegt (Abbildung 2.6). Durch die Konstruktion ergibt sich, ähnlich wie bei den Spiegelhaltern, eine thermal-neutrale Ebene. Bei einer Temperaturänderung wird die Probe gleichmäßig durch die Zerodurstäbe verschoben. Entsprechend der Konzeption dehnt sich der Haltering und der Federmechanismus vertikal-symmetrisch um die Zerodurstäbe aus. Eine Ausdehnung der Materialprobe, der Stempel, der Feinschraube und des Halterings auf der Horizontalen der thermal-neutralen Ebene wird durch die Scheibenfedern aufgenommen.

Mit den drei Füßen kann der Teller der Probenaufnahme während der Justage verkippt werden (Abbildung 2.7 links). Die Verkipfung resultiert dann in einer Verkipfung der Probenstrahlen, wie in Teilabbildung (rechts) verdeutlicht. Die Probenaufnahme besteht aus Zerodur- und Invar36-Teilen. Beide Werkstoffe besitzen bei $\approx 295\text{ K}$ ihren betragsmäßig geringsten CTE (Zerodur [88]: $\pm 1,2 \cdot 10^{-9}\text{ K}^{-1}$, Invar36 [87]: $\pm 3 \cdot 10^{-6}\text{ K}^{-1}$). Mit steigender Abweichung von dieser Temperatur kommt die Unterschiedlichkeit der Werkstoffe noch stärker zum Tragen. Entsprechend seines metallischen Charakters besitzt Invar einen betragsmäßig höheren Ausdehnungskoeffizienten als die Glaskeramik Zerodur. Aus diesem Grund wurde die Probenaufnahme so entworfen, dass nach erfolgter Justage nur noch eine durch die Materialeigenschaften von Zerodur bestimmte thermale Transferfunktion beim Teller mit Füßen und Stäben bis zur Materialprobe im Haltering wirksam ist.

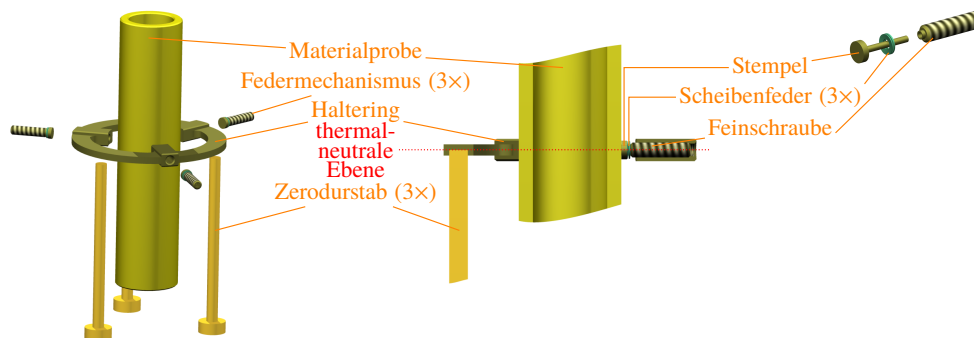


Abbildung 2.6: CAD-Darstellung der Probenbefestigung im Haltering (links) und CAD-Schnittdarstellung (mitte) sowie CAD-Explosionsdarstellung des Federmechanismus (rechts) jeweils aus [71] (überarbeitet).

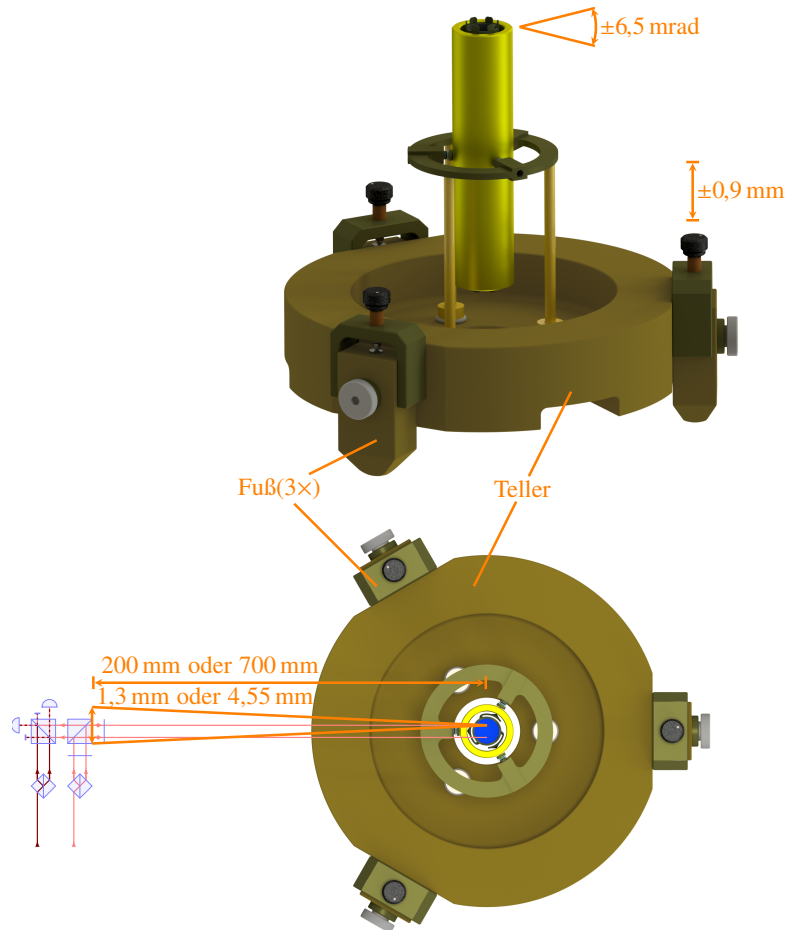


Abbildung 2.7: CAD-Darstellung der Materialprobe in der Probenaufnahme mit Spiegelhaltern (oben) und Visualisierung der Justagemöglichkeit (unten).

2.3 Opto-elektrischer Aufbau

Die mechanischen und thermischen Aspekte bei der Umsetzung des Dilatometer-Messsystems wurden in den beiden vorangegangenen Abschnitten beschrieben. Die Konzeption der Bestandteile ist optimiert für die opto-elektrische Charakterisierung der Materialprobe. Der dazu eingesetzte opto-elektrische Aufbau gliedert sich in fünf Teilaufbauten

2.3.1	Laser-Modul mit Frequenzstabilisierung	33
2.3.2	Heterodyn-Frequenzerzeugung	33
2.3.3	Heterodyn-Interferometer	35
2.3.4	Phasen- und Intensitätsstabilisierung (PI_A und PI_D)	37
2.3.5	Signalaufbereitung (SIG_A und SIG_D)	39

die im Folgenden beschrieben werden.

2.3.1 Laser-Modul mit Frequenzstabilisierung

Das Laser-Modul beinhaltet einen Festkörper-Laser [89], dessen Frequenz über den Resonatorkristall mechanisch und thermisch beeinflusst werden kann. Wie zum Beispiel in der Veröffentlichung [90] angegeben, besteht ein proportionaler Zusammenhang

$$\frac{\Delta f}{f} \approx -\frac{\Delta L}{L} \quad (2.1)$$

mit L als Resonatorlänge und f als Laserfrequenz sowie deren Änderungen ΔL und Δf .

Eine ähnliche Kopplung zwischen diesen vier Größen existiert auch im Dilatometer-Messsystem. Das Heterodyn-Interferometer ist sensitiv gegenüber Frequenzschwankungen, welche als Längenänderungen detektiert werden. Die Sensitivität beruht auf der Separation der Probenspiegel in der Materialprobe.

Um die Frequenzschwankungen zu minimieren, wird im Messsystem eine Frequenzstabilisierung am Laser-Modul durchgeführt, welche in der Diplomarbeit [91] aufgebaut wurde. Der Laser im Laser-Modul besitzt zwei Strahlausgänge: 1064 nm und 532 nm. Die Reduktion der Frequenzschwankungen erfolgt durch einen Regelkreis auf Basis einer Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von molekularem Iod bei 532 nm. Der Regelkreis beeinflusst mechanisch und thermisch den gemeinsamen Resonatorkristall im Laser-Modul und stabilisiert über die interne Frequenzverdopplung beide Strahlausgänge. Der frequenzstabilisierte 1064 nm-Strahl wird über eine Glasfaser an die Heterodyn-Frequenzerzeugung geleitet.

Dieses Teilsystem kann auch unabhängig vom Dilatometer-Messsystem betrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung ist in Anhang A aufgeführt.

2.3.2 Heterodyn-Frequenzerzeugung

Für den Betrieb des heterodynen Interferometers werden zwei Wellenlängen beziehungsweise Laserstrahlen mit zwei Frequenzen benötigt. Diese werden in der Heterodyn-Frequenzerzeugung mit akusto-optischen Modulatoren (AOM) aus dem frequenzstabilisierten 1064 nm-Strahl vom Laser-Modul erzeugt. Abbildung 2.8 zeigt den opto-elektrischen Aufbau mit skizziertem Strahlengang (links) und den schematischen Aufbau (rechts), welcher im Rahmen der Studienarbeit [92] aufgebaut wurde und im Folgenden beschrieben wird.

Der Eingangsstrahl aus dem Kollimator wird beeinflusst durch die Wellenplatte $\lambda/2$ im Strahlteiler PBS (polarizing beam splitter) in zwei Teilstrahlen aufgespaltet. Der reflektierte Teilstrahl gelangt zu einem Strahlabsorber BD (beam dump) und der transmittierte zum Strahlteiler BS (beam splitter; 50:50-Aufteilung). Dieser BS teilt seinen Eingangsstrahl zu gleichen Teilen auf.

Der im BS transmittierte Strahl wird an einem Spiegel reflektiert und trifft auf AOM1 [93]. Im AOM1 wird der Laserstrahl um die Frequenz $f_{\text{AOM1}} = 80,01 \text{ MHz}$ verschoben. Den AOM1 verlassen ein Strahl 0. Ordnung mit f_{Laser} , welcher in BD geblockt wird, und ein Strahl 1. Ordnung mit $f_{\text{Laser}} + f_{\text{AOM1}}$. Der Strahl 1. Ordnung wird über einen Spiegel einer Kombination aus $\lambda/2$, PBS und BD zugeführt, um die Strahlleistung einzustellen. Darauf folgt ein Polarisator POL und die Einkopplung in eine Glasfaser mit einem Kollimator.

Der im BS reflektierte Strahl trifft auf AOM2 [94] und wird um die Frequenz $f_{\text{AOM2}} = 80 \text{ MHz}$ verschoben. Auch diesen AOM verlassen zwei Strahlen, von denen der Strahl 0. Ordnung im BD absorbiert wird, und der Strahl 1. Ordnung im nachfolgenden PBS transmittiert wird. Der Strahl durchläuft $\lambda/4$, wird am Spiegel reflektiert, der am Piezo gefestigt ist, und im PBS nochmals reflektiert. Der reflektierte Strahl gelangt zu einer $\lambda/2$ -PBS-BD-Kombination, um die Strahlleistung für die Fasereinkopplung durch POL und Kollimator einzustellen.

Die Glasfasern leiten die beiden Strahlen dem Heterodyn-Interferometer in der Vakuumkammer zu. Der Frequenzunterschied zwischen beiden Strahlen beträgt $f_{\text{het}} = |f_{\text{AOM1}} - f_{\text{AOM2}}| = 10 \text{ kHz}$.

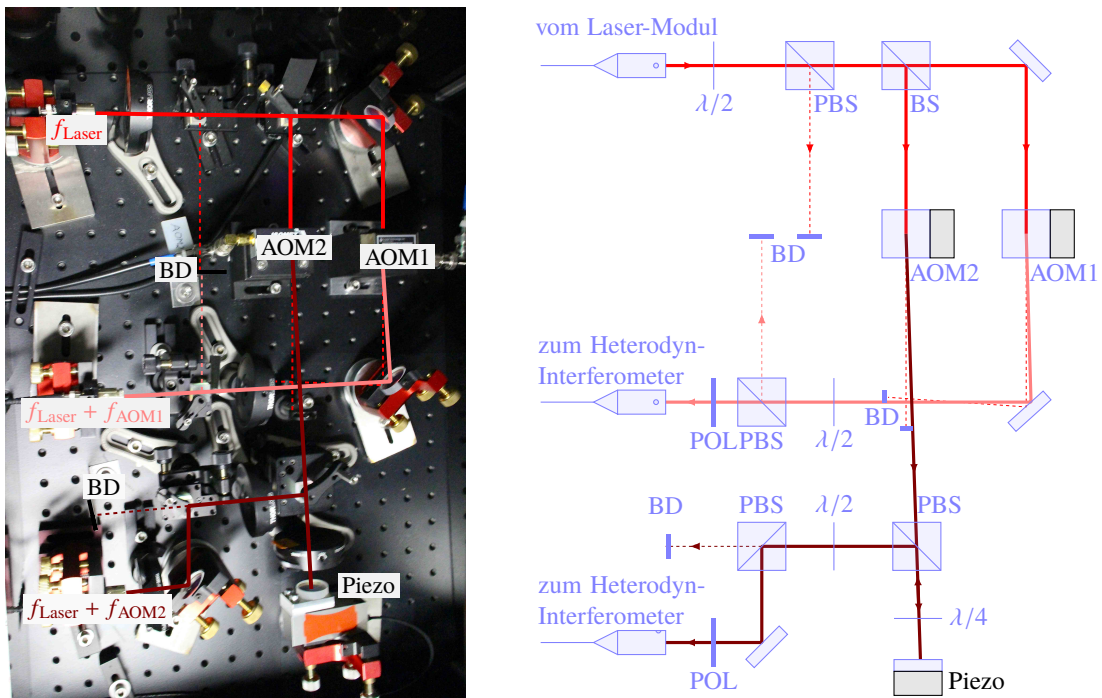


Abbildung 2.8: Strahlengang der Heterodyn-Frequenzerzeugung im Foto (links) und Schema (rechts) beides aus [37] (überarbeitet).

2.3.3 Heterodyn-Interferometer

Die Heterodyn-Frequenzerzeugung speist das Heterodyn-Interferometer, welches sich in der Vakuumkammer befindet. Es wurde im Rahmen der Bachelorarbeit [95] aufgebaut. In Abbildung 2.9 ist der opto-elektrische Aufbau mit skizzierten Strahlengang (oben) und das Schema (unten) für die Verwendung mit Kühlsystem dargestellt. Die folgende Beschreibung bezieht sich auf diese Darstellung.

Die Eingangsstrahlen werden aus den Kollimatoren durch POL jeweils zu BS geleitet und für das Stabilisierungsinterferometer und das Hauptinterferometer aufgeteilt. Ein Teil der Strahlen wird über weitere BS zu gleichen Teilen aufgespalten und Photodetektoren SED (single-element detector) zugeleitet, um deren Intensität mit den SED1 und SED2 zu erfassen. Für SED3 werden die zwei Strahlen mit zusätzlichen Spiegeln überlagert und die relative Phase zwischen den beiden Strahlen erfasst.

Die Strahlen, welche nach Aufspaltung nicht für die Stabilisierung Verwendung finden, werden dem Hauptinterferometer (kurz: Interferometer) mit Spiegeln zugeführt. Durch die Strahlteiler ESC (energy separator cube) erfolgt eine Aufspaltung in parallele Strahlenpaare mit einem Strahlabstand $d \approx 4,7 \text{ mm}$. Das Messstrahlenpaar f_1 passiert zunächst eine Kombination aus $\lambda/2$, PBS und $\lambda/4$. Bei Verwendung des Heizsystems gelangt das Messstrahlenpaar direkt über einen 45° -Spiegel M45 in die Materialprobe. Dagegen wird bei Verwendung des Kühlsystems das Messstrahlenpaar zunächst noch an den Piezospiegeln P2 und P1 reflektiert, bevor es zu M45 auf dem Proben-Board gelangt. Das Messstrahlenpaar wird an den Probenspiegeln M1 und M2 der Materialprobe reflektiert. Die rückreflektierten Strahlen passieren die $\lambda/4$ erneut, werden nun im PBS umgelenkt und interferieren im BS mit dem über Spiegel geleiteten Referenzstrahlenpaar f_2 . Durch den BS erfolgt eine Aufteilung für die Photodetektoren QPD (quadrant photo detector) beziehungsweise BD.

Die Piezospiegel [96, 97] erlauben eine Nachjustage der Laserstrahlen auch bei geschlossener Vakuumkammer. Als Verbesserung zur vorangegangenen Dissertation [34] wurden die Optik-Klebehalterungen an den ESCs und M45 im Interferometer durch Klemmhalterungen ersetzt, da die Festigkeit der Klebeverbindungen nicht mehr gegeben war.

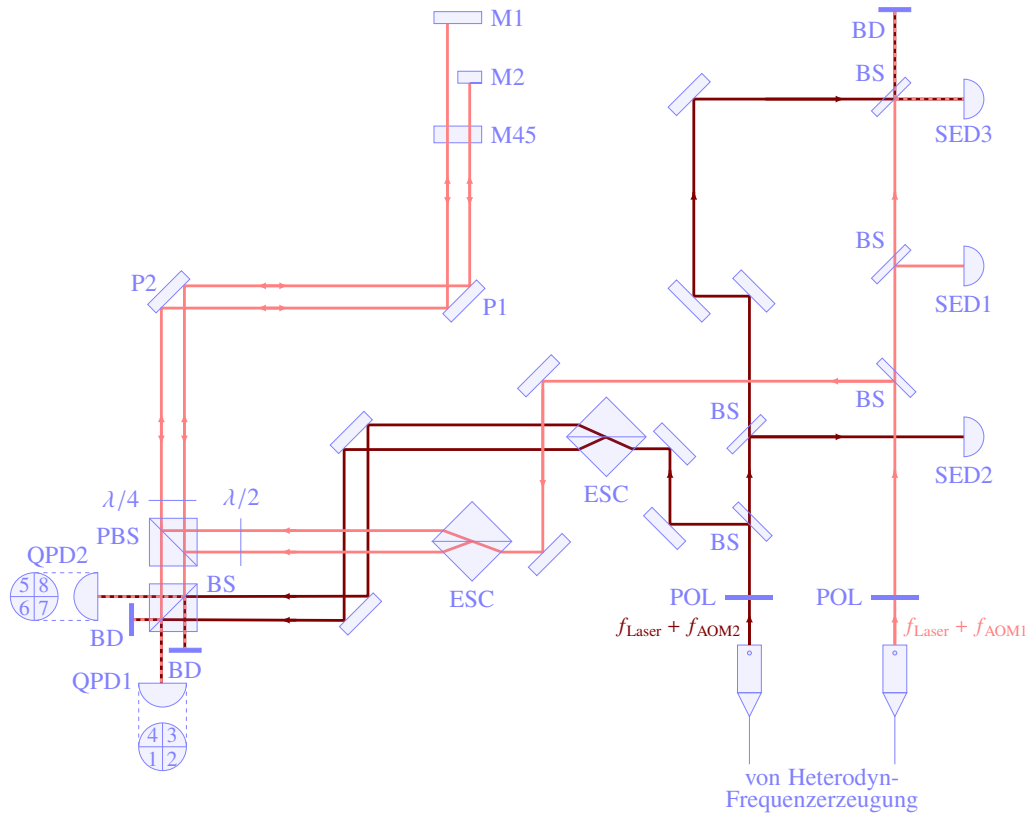
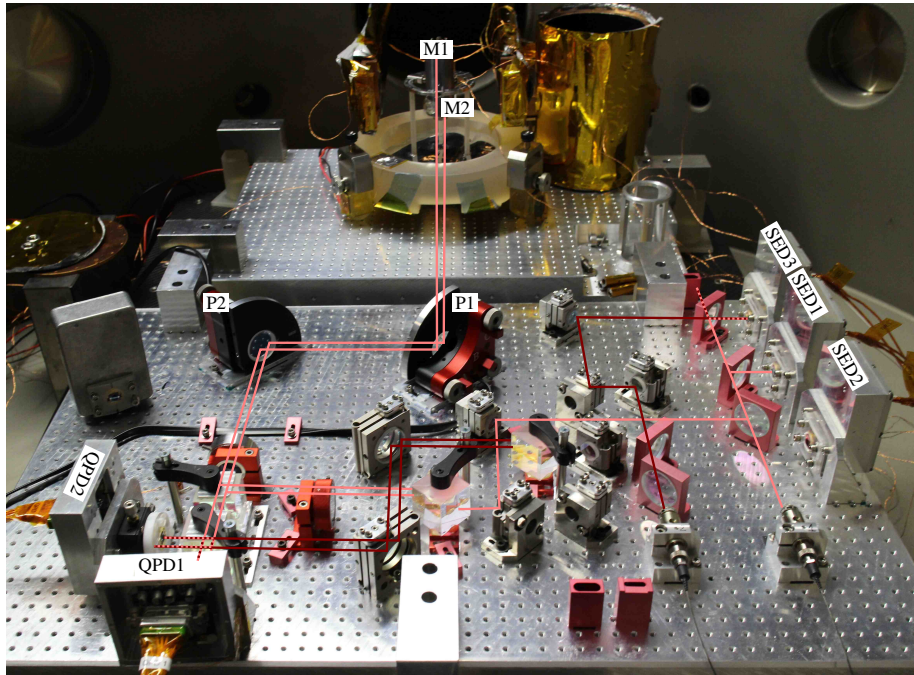


Abbildung 2.9: Strahlengang des Heterodyn-Interferometers mit Foto (oben) und Schema (unten, Überarbeitung von [37]).

2.3.4 Phasen- und Intensitätsstabilisierung (PI_A und PI_D)

Die Phasenstabilisierung wird zur Korrektur der optischen Weglängenunterschiede eingesetzt, welche durch die optischen Fasern zwischen Heterodyn-Frequenzerzeugung und dem Heterodyn-Interferometer auftreten. Diese Weglängenunterschiede sind zeitlich veränderlich und beeinflussen so die Detektorsignale. Die Intensitätsstabilisierung wird dafür eingesetzt, die Schwankungen des Lasers auszugleichen und gleichbleibende Messbedingungen zu gewährleisten. Durch Einsatz der Phasen- und Intensitätsstabilisierung wird die Sensitivität des Interferometers verbessert. Ein Schema ist in Abbildung 2.11 (Seite 38) dargestellt. Es umfasst beide Versionen, welche im Rahmen dieser Dissertation verwendet werden: analoge Regelung PI_A mit analogen Reglern [98] und digitale Regelung PI_D mit einem FPGA (field-programmable gate array, [99, 100]). Das zugrundeliegende Prinzip wird im Folgenden beschrieben.

Die Strahlen aus der Heterodyn-Frequenzerzeugung werden im Heterodyn-Interferometer sowohl einzeln SED1 und SED2 zugeführt als auch auf SED3 überlagert. Die verwendeten Detektoren wurden im Rahmen der Masterarbeit [101] entwickelt und enthalten einen Transimpedanz-Verstärker und Tiefpass-Filter, dessen Grenzfrequenz auf ≈ 30 kHz eingestellt ist (Abbildung 2.10). Die Detektorsignale können mittels differentieller Signalübertragung ausgelesen werden. Im Dilatometer-Messsystem erfolgt die Signalübertragung nur über eine Leitung (nicht-differentiell, Einkanal), da keine besondere Störunterdrückung erforderlich ist.

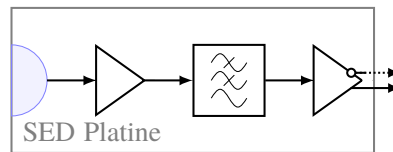


Abbildung 2.10: Schema der SED mit Photodiode, Transimpedanz-Verstärker, Tiefpass und Differenzial-Konverter.

Die Detektorsignale von SED1 und SED2 werden an PI-Regler gegeben, die jeweils eine Stellgröße zur Behebung der Intensitätsschwankung ausgeben. Die Stellgröße wird in einem Analog-Multiplizierer [102] mit den jeweiligen Signalen der Generatoren [103, 104] multipliziert und den AOMs zugeführt. Die Generatoren sind so eingestellt, dass sich der heterodyne Frequenzabstand von 10 kHz ergibt. Dieses 10 kHz-Signal kann durch Signal-Mischung extrahiert werden und wird für die Phasenregelung von PI_A eingesetzt.

Das Detektorsignal von SED3 wird mit einem Signal bei Heterodyn-Frequenz heruntergemischt. Dabei entsteht ein Gleichsignal, welches die Information über die Phasendifferenz zwischen den beiden Laserstrahlen zum Heterodyn-Signal der Generatoren enthält. Der nachgeschaltete Regler erzeugt daraus ein Stellsignal, um die Phasendifferenz mit dem Piezo-Element [105, 106] zu beheben.

Bei PI_D wird das 10 kHz-Signal zur Ermittlung der Phasendifferenz im FPGA erzeugt, wie in der Praktikumsarbeit [107] beschrieben. Die PI-Regler sind ebenfalls Teil des LabVIEW-Programms des FPGAs. Bei PI_A wird das 10 kHz-Signal aus den Generatorsignalen der AOMs extrahiert. Die AOM-Generatoren und der FPGA sind jeweils über eine gemeinsame 10 MHz-Referenz [108] gekoppelt.

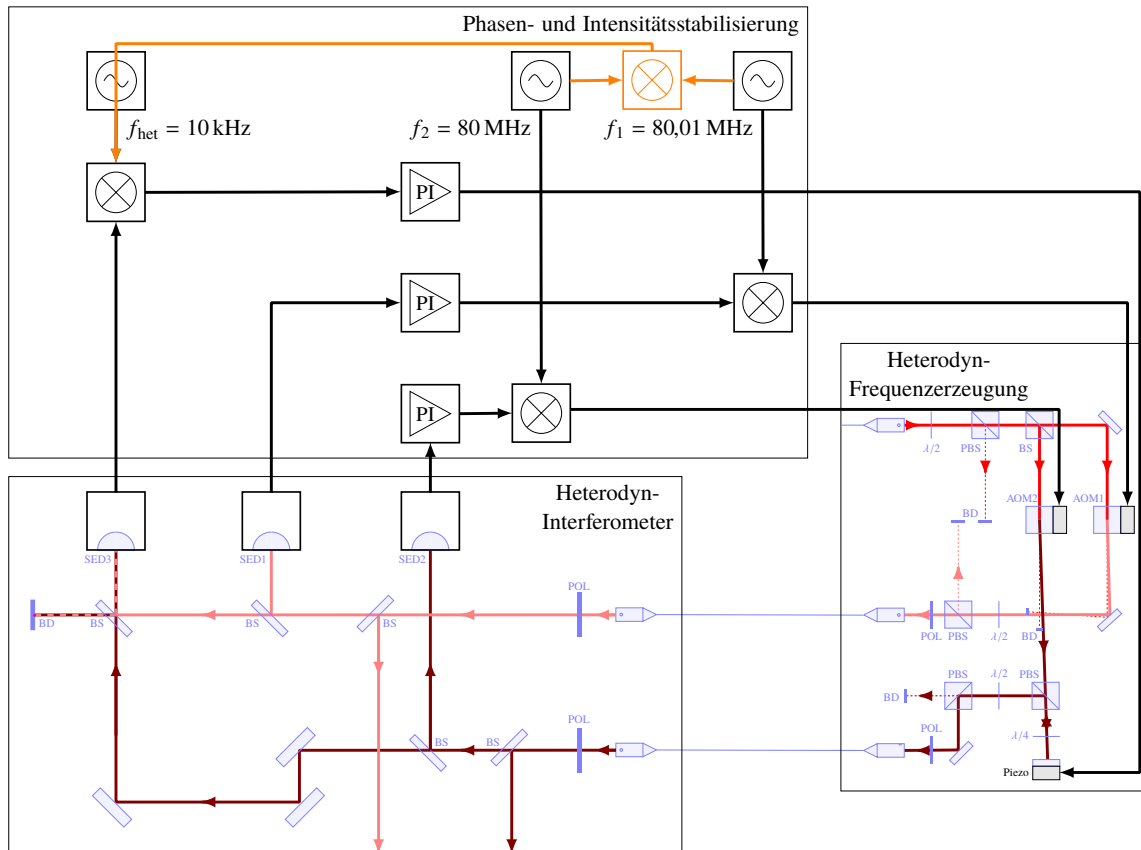


Abbildung 2.11: Schema der Phasen- und Intensitätsstabilisierung mit Piezo und AOMs mittels PI und den SED-Detektorsignalen sowie den Generatorsignalen und Mischern unter Verwendung von digitalen Reglern (PI_D , schwarz) und analogen Reglern (PI_A schwarz + orange).

2.3.5 Signalaufbereitung (SIG_A und SIG_D)

Die Signalaufbereitung dient zur Zusammenführung der gemessenen Signale der Teilsysteme des Dilatometer-Messsystems, wie in Abbildung 2.1 zu Beginn dieses Kapitels aufgezeigt. Es werden Messdaten zu Temperatur, Druck, Frequenz und der Phasen- und Intensitätsstabilisierung sowie die Detektorsignale der QPD gesammelt.

Korrespondierend mit den Versionen der Phasen- und Intensitätsstabilisierung stehen auch hier zwei Versionen (SIG_D und SIG_A) zur Verfügung. Die Elektronik der QPD verwendet das gleiche Konzept wie die SED bei der Phasen- und Intensitätsstabilisierung. In der Version SIG_D wird die differentiale Signalübertragung verwendet. Bei SIG_A kommt nur die Einkanal-Signalübertragung zum Einsatz. Trotz der Verwendung einer anderen Photodiode ist die Grenzfrequenz des Transimpedanz-Verstärkers in beiden Versionen ≈ 30 kHz, wie im Originalentwurf [101], was im Gegensatz zu den vorangegangenen Arbeiten [34, 37, 66] mit ≈ 10 kHz steht.

Die Signalaufbereitung kann in drei Bereiche unterteilt werden

Phasenmeter	39
Datenakquise	40
Weiterverarbeitung	43

Das Phasenmeter und die Datenakquise verwenden Module eines PXI-Systems (PXI, engl. PCI eXtensions for Instrumentation; [109]). Das Phasenmeter umfasst das FPGA-Modul [99, 100] mit angeschlossenem Zeitgeber-Modul [110]. Für die Datenakquise kommt entsprechend ein Datenakquise-Modul [111, 112] zum Einsatz, welches vom Rechner-Modul [113] ausgelesen wird. Dieses Rechner-Modul erhält zusätzlich Daten vom FPGA-Modul. Die ausgelesenen Messdaten werden einer externen Weiterverarbeitung zugeführt.

Phasenmeter

Das Phasenmeter zur Auslese der Detektorsignale der QPD-Segmente ist auf einem FPGA-Modul mittels LabVIEW implementiert (Abbildung 2.12). Die Messsignale der QPDs werden vor der Verarbeitung zunächst digitalisiert. Bei der Version SIG_D erfolgt die Digitalisierung der QPD-Signale über eine externe Elektronik, welche im Rahmen der Masterarbeit [101] entwickelt wurde. Die so digitalisierten Daten werden über die digitalen Eingänge des FPGA-Moduls eingelesen. Dagegen wird die Digitalisierung bei der Version SIG_A im FPGA-Modul durchgeführt. Hierbei sind die QPD an die analogen Eingänge angeschlossen.

Im Phasenmeter werden die Messsignale der QPDs zu komplexen Zahlen mit Real- und Imaginärteil umgewandelt, welche die Informationen über Phase ϕ_j und Amplitude a_j der einzelnen Quadranten $j = 1 \dots 8$ beinhalten. Zur Umwandlung wird das SBDFT-Verfahren (SBDFT, single-bin discrete Fourier transform) angewendet, wobei eine Filterung statt einer Summation eingesetzt wird. Wie in der Dissertation [114] beschrieben, ist diese Vorgehensweise ebenfalls zulässig und hat zusätzlich die Funktion, die Daten für die Übertragung vom FPGA-Modul und Rechner-Modul aufzubereiten.

Damit das Phasenmeter bei Heterodyn-Frequenz $f_{\text{het}} = 10 \text{ kHz}$ arbeitet, muss bei der Implementierung berücksichtigt werden, dass die FPGA-Basisfrequenz 40 MHz beträgt. Diese ist an eine externe 10 MHz-Referenz gekoppelt, welche auch andere Geräte des Dilatometer-Messsystems versorgt. Die Basisfrequenz wird nun in der Ausleseschleife des Phasenmeterprogramms mit der sogenannten Scanrate von 250 Ticks auf 160 kHz ($=40 \text{ MHz}/250 \text{ Ticks}$) eingestellt. Die analogen elektrischen Signale der QPDs werden mit dieser Frequenz aus dem AD-Wandler (analog zu digital) vom FPGA ausgelesen. Daraufhin werden sie mit Funktionswerten von Sinus und Kosinus multipliziert. Man erhält so einen Realteil und Imaginärteil des Messsignals. Es werden zehn Koeffizienten durchlaufen, wodurch sich eine Übereinstimmung zur Heterodyn-Frequenz von 10 kHz ergibt. Die multiplizierten Daten werden 5 Hz-Tiefpass gefiltert, zum einen aus Verfahrensgründen und zum anderen für die anschließende Dezimation. Die Daten werden dann in den FIFO-Speicher (FIFO, first-in first-out) geschrieben. Die Dezimationsrate von 8000 bestimmt die Auslesefrequenz von 20 Hz ($=160 \text{ kHz}/8000=2.5 \text{ Hz}$) des FIFO-Speichers durch das Rechner-Modul.

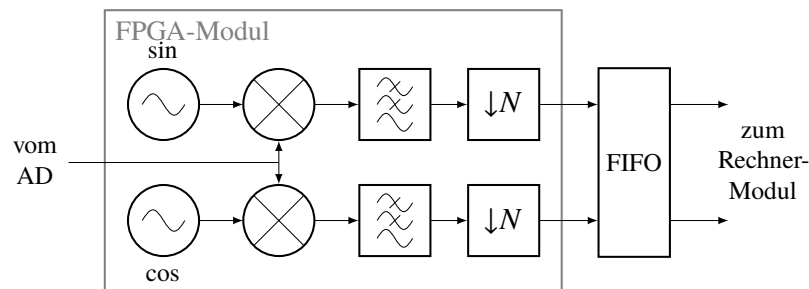


Abbildung 2.12: Verarbeitungsschema des Phasenmeters exemplarisch für ein QPD-Segment. Das Eingangssignal vom AD wird mit Funktionswerten von Sinus und Kosinus multipliziert, jeweils Tiefpass gefiltert, dezimiert ($\downarrow N$) und an den FIFO-Speicher übertragen.

Datenakquise

Auf dem Rechner-Modul des PXI-Systems läuft das LabVIEW-Messprogramm. Es dient zur Zusammenführung der Signale des FIFOs und weiterer Messgeräte-Daten sowie deren Verrechnung, grafischen Darstellung und Speicherung für die Weiterverarbeitung. Aus dem Datenakquise-Modul werden die digitalisierten Signale ausgelesen. Angeschlossen sind daran beispielsweise der Drucksensor [115, 116] der Vakuumkammer sowie Detektor- und Stellsignale der Phasen- und Intensitätsstabilisierung. Über die Schnittstellen des Rechner-Moduls werden mittels Temperaturmessgerät [117] die zwölf Temperatursensoren ausgelesen, welche im Messsystem verteilt sind. Bei neun Sensoren handelt es sich um einzelne Komponenten-Temperaturen des opto-elektrischen Aufbaus und die Labor-Raumtemperatur.

Drei weitere Sensoren werden entsprechend Abbildung 2.13 außen sowie innen an der Materialprobe befestigt. Bei allen Temperatursensoren handelt es sich um Pt100, die in 4-Leiter-Schaltung, wie im Thermalsystem, angeschlossen sind.

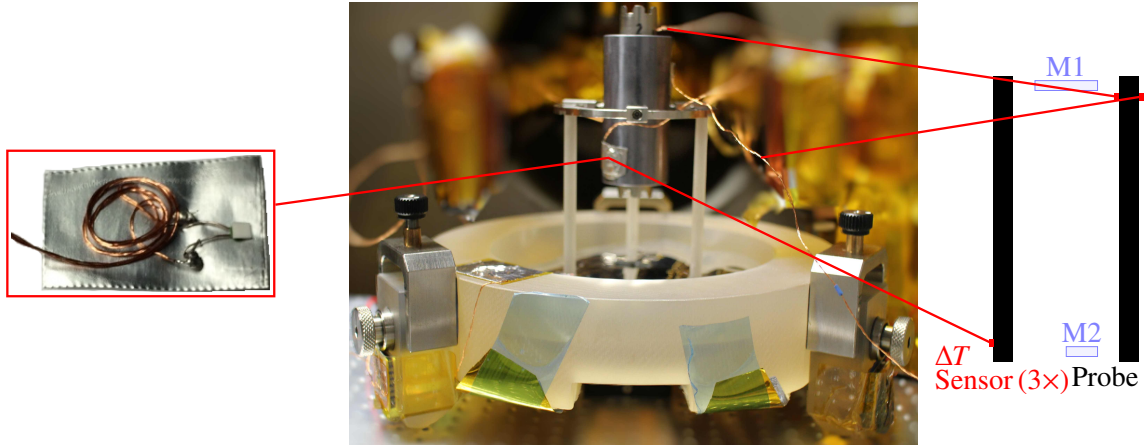


Abbildung 2.13: Anbringung der drei Temperatursensoren an der Materialprobe mit Sensoranker (links, aus [34, 37]), Foto (mitte, aus [38]) und Schema (rechts). Das Aluminiumklebeband an der Drahtwicklung dient zur zusätzlichen Abschirmung vor Wärmestrahlung.

Die FIFO-Daten enthalten Real- und Imaginärteil zur Berechnung der detektierten Phase ϕ_j der QPDs. Aus dem Mittelwert über deren Quadranten wird mit der Wellenlänge λ skaliert, um die Längenänderung zu berechnen

$$\Delta L = \frac{\lambda}{4\pi}(\phi_{\text{QPD1}} - \phi_{\text{QPD2}}) = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 \phi_j - \frac{1}{4} \sum_{j=5}^8 \phi_j \right). \quad (2.2)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der Längenänderung bietet sich durch die Verwendung der komplex-wertigen Messwerte an, da $\phi_j = \arg(a_j e^{i\phi_j})$ mit Amplitude a_j . Damit ergibt sich

$$\Delta L = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\arg \left(\sum_{j=1}^4 a_j e^{i\phi_j} \right) - \arg \left(\sum_{j=5}^8 a_j e^{i\phi_j} \right) \right). \quad (2.3)$$

Die Phasen- und Amplitudeninformationen werden ebenfalls beim DWS-Verfahren verwendet, um eine Winkelinformation zu erhalten. Für die Berechnung stehen eine Vielzahl von Varianten zur Verfügung, welche in den Artikeln [118, 119] aufgeführt sind. Die Grundlage des DWS-Verfahrens ist jeweils der Vergleich zweier Bereiche einer QPD. Zur Verdeutlichung der Gleichungen sind in Abbildung 2.14 die Position der Quadranten in Bezug auf den Laserstrahl (links) und die Materialprobe mit der Kennzeichnung der Haupt-Kippachsen (rechts) angegeben.

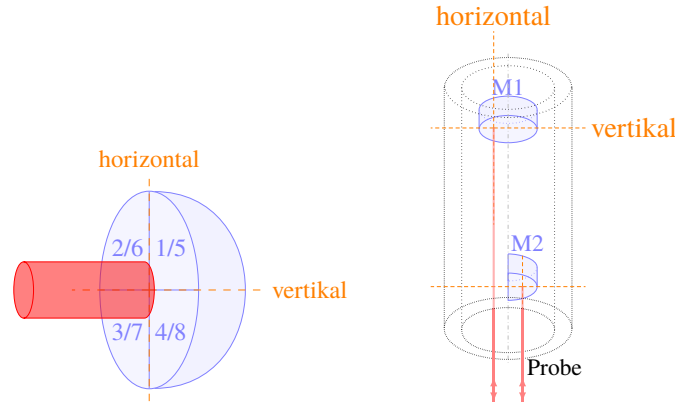


Abbildung 2.14: Schemata zu den Hauptachsen des DWS-Verfahrens mit Quadranten-Position zum Strahl (links, Überarbeitung von [37]) und den Materialproben-Spiegeln (rechts).

Für eine vertikale Verkipfung werden die oberen beiden Quadranten der QPD mit den unteren beiden verglichen. Analog gilt dies für die horizontale Verkipfung, wobei die Reflexion im BS zu berücksichtigen ist. Als Gleichung ohne Verwendung der Amplituden ergeben sich

$$\text{QPD1: } \beta_{1h} = \eta_{1h} \cdot k_{\text{QPD1}} = ((\phi_2 + \phi_3)/2 - (\phi_1 + \phi_4)/2) \cdot k_{\text{QPD1}} \quad (2.4a)$$

$$\beta_{1v} = \eta_{1v} \cdot k_{\text{QPD1}} = ((\phi_1 + \phi_2)/2 - (\phi_3 + \phi_4)/2) \cdot k_{\text{QPD1}} \quad (2.4b)$$

$$\text{QPD2: } \beta_{2h} = \eta_{2h} \cdot k_{\text{QPD2}} = ((\phi_5 + \phi_8)/2 - (\phi_6 + \phi_7)/2) \cdot k_{\text{QPD2}} \quad (2.4c)$$

$$\beta_{2v} = \eta_{2v} \cdot k_{\text{QPD2}} = ((\phi_5 + \phi_6)/2 - (\phi_7 + \phi_8)/2) \cdot k_{\text{QPD2}} . \quad (2.4d)$$

Um besonders robust gegenüber Phasensprüngen zu sein, und zusätzlich eine Wichtung der Quadrantenbestrahlung zu erhalten, wurde der im Folgenden dargestellte Formelsatz ausgewählt, welcher neben dem Phasensignal auch die Amplituden mit einbezieht

$$\text{QPD1: } \beta_{1h} = \eta_{1h} \cdot k_{\text{QPD1}} = \arg \left(\frac{a_2 e^{i\phi_2} + a_3 e^{i\phi_3}}{a_1 e^{i\phi_1} + a_4 e^{i\phi_4}} \right) \cdot k_{\text{QPD1}} \quad (2.5a)$$

$$\beta_{1v} = \eta_{1v} \cdot k_{\text{QPD1}} = \arg \left(\frac{a_1 e^{i\phi_1} + a_2 e^{i\phi_2}}{a_3 e^{i\phi_3} + a_4 e^{i\phi_4}} \right) \cdot k_{\text{QPD1}} \quad (2.5b)$$

$$\text{QPD2: } \beta_{2h} = \eta_{2h} \cdot k_{\text{QPD2}} = \arg \left(\frac{a_5 e^{i\phi_5} + a_8 e^{i\phi_8}}{a_6 e^{i\phi_6} + a_7 e^{i\phi_7}} \right) \cdot k_{\text{QPD2}} \quad (2.5c)$$

$$\beta_{2v} = \eta_{2v} \cdot k_{\text{QPD2}} = \arg \left(\frac{a_5 e^{i\phi_5} + a_6 e^{i\phi_6}}{a_7 e^{i\phi_7} + a_8 e^{i\phi_8}} \right) \cdot k_{\text{QPD2}} . \quad (2.5d)$$

Die elektrisch aus den Phasensignalen ermittelte Verkippung η („reines“ DWS-Signal) mit der Einheit rad_{elec} kann über den Faktor k_{QPD} in eine andere Einheit überführt werden. Je nach Anwendung erfolgt eine Skalierung in physikalisch-optische Verkippung (Einheit: rad). Im Falle des Messsystems erfolgt über k_{QPD} eine Skalierung in β (Einheit: m), dies ermöglicht eine Wiedergabe der verkippungsinduzierten Längenänderung, auch TTL-Kopplung (TTL, tilt-to-length) genannt. Dieser Aspekt wird zusammen mit der Bestimmung des Skalierungsfaktors in der Simulation (Kapitel 3) und in der Messung (Kapitel 4) betrachtet.

Neben der Bestimmung der Längenänderung, der Verkippung, der Temperatur und der Temperaturänderung ist auch die Ausgangslänge L für die CTE-Berechnung erforderlich. Die Bestimmung der Ausgangslänge nutzt die Ausprägung der unterschiedlichen Armlängen des Interferometers des Messsystems: eine Variation in der Laserfrequenz verursacht ein veränderliches Phasensignal für beide QPDs und folglich eine messbare Längenänderung, womit sich die Ausgangslänge berechnen lässt

$$L = f \cdot \frac{\Delta L}{\Delta f} . \quad (2.6)$$

Hierbei werden die Laserfrequenz f , deren Änderung Δf und die Längenänderung ΔL verwendet. Durch die Strahlwege im Interferometer ergibt sich Gleichung (2.6) ohne ein Minuszeichen im Gegensatz zu Gleichung (2.1).

Für f und Δf wird ein am Laser-Modul angeschlossenes Frequenzmessgerät [120] verwendet. Das Frequenzmessgerät wird, im Gegensatz zu den vorangegangenen Arbeiten [34, 37, 66] vom Rechner-Modul ausgelesen. Für ΔL stehen die Gleichungen (2.2) und (2.3) zur Verfügung.

Weiterverarbeitung

Die vom Messprogramm im Rechner-Modul erzeugte Datei enthält die zeitsynchronisierten Messdaten als reine Zahlenauflistung und ermöglicht eine Verarbeitung mit beliebigen Programmen, wie zum Beispiel MATLAB. Für MATLAB existiert die Routinensammlung LTPDA (LTPDA, LISA Technology Package Data Analysis [121]), welche im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt. Zur Auswertung von Rauschmessungen wird die LPSD-Routine (LPSD, Logarithmic frequency axis Power Spectral Density [122, 123]) verwendet. Die Funktionsparameter

```
'Scale','ASD','Kdes',50,'order',1,'Jdes',500,'win',specwin('Kaiser',10,70)
```

beeinflussen die Fensterung und Frequenzanalyse sowie die Skalierung der Ergebnisse als Amplitudenrauschdichte (ASD, amplitude spectral density; S).

Zur Bestimmung des Quotienten $\Delta L/\Delta T$ als Teil der CTE-Bestimmung wird die Temperatur an der Materialprobe durch das Thermalsystem verändert. Beim Messsystem werden dabei sinusförmige Anregungssignale verwendet. Die Signalamplitude kann dann mittels schneller Fouriertransformation (FFT, fast Fourier transform; \mathcal{F}) bei der (thermischen) Modulationsfrequenz f_{mod} extrahiert werden. Um Verfälschungen durch Fensterungseffekte bei der Bestimmung der Signalamplitude zu vermeiden, muss die Anzahl der Datenpunkte N einem ganzzahligen Vielfachen des Verhältnisses von Abtastfrequenz f_{samp} zur Modulationsfrequenz f_{mod} entsprechen. Bei Anwendung der FFT auf die Messdaten erhält man dann eine komplexe Zahl, welche in Amplitude und Phase umgerechnet wird. Die dazugehörige Unsicherheit der Amplitude ergibt sich aus der ASD mit dem Symbol S_X für ein beliebiges Signal X skaliert mit der effektiven Rauschbandbreite der FFT entsprechend Veröffentlichungen [124, 125]. Für ein rechteckiges Fenster ist die effektive Rauschbandbreite f_{samp}/N . Die Signalamplitude mit Unsicherheit errechnet sich dann als

$$X|_{f=f_{\text{mod}}} = 2 \cdot |\mathcal{F}(X)|/N \pm S_X(f_{\text{mod}}) \cdot \sqrt{f_{\text{samp}}/N} . \quad (2.7)$$

3 Simulation des Interferometers

Mittels numerischer Simulation lassen sich virtuelle Experimente durchführen. Auf Basis der verwendeten Modelle können Vorhersagen zum Prozessverhalten getroffen werden. Das Modell, das für die Simulation verwendet wird, beinhaltet Idealisierungen zu bestimmten Systemeigenschaften. Das in diesem Kapitel verwendete IfoCAD [126] erlaubt die Modellierung und Simulation von Laser-Interferometern zum Beispiel frei von Laserfrequenzrauschen oder unerwünschten Temperaturschwankungen. Dies ermöglicht eine Fokussierung auf die Variation von Strahlparametern oder optischen Anordnungen innerhalb des optischen Systems. Es können unter identischen Bedingungen Vorgänge beliebig häufig wiederholt werden. Die Einzelvorgänge können isoliert betrachtet werden, welche im Messsystem nur in überlagerter Form auftreten. Dadurch werden Systemabläufe sichtbar gemacht, welche im realen Experiment nicht zugänglich sind beziehungsweise zu schnell oder zu langsam für das Messsystem. Zumeist ist die softwarebasierte Modellierung durch Messergebnisse gestützt, und es findet ein Austausch zwischen den Erkenntnissen der Simulation und den Ergebnissen der Messung statt, welcher dann die gemeinsame Weiterentwicklung vorantreibt.

In diesem Kapitel wird IfoCAD dazu verwendet, eine Analyse des interferometrischen Verhaltens des Messsystems durchzuführen.

3.1 Einführung zum Interferometermodell	46
3.2 Szenarien im Interferometermodell	48
3.3 Skalierungsfaktoren für die Verkippsbestimmung	58

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird eine Einführung zur Modellierung des untersuchten Interferometermodells gegeben. Darauf aufbauend werden im zweiten Abschnitt verschiedene Szenarien untersucht, welche prinzipiell im Messsystem auftreten können. Der Einfluss der verkippsinduzierten Längenänderung steht dabei besonders im Fokus. Um diese Einflussgröße der TTL-Kopplung auf den CTE bei dessen Berechnung zu korrigieren, ist die Bestimmung der Skalierungsfaktoren für das DWS-Verfahren erforderlich. Im dritten Abschnitt werden simulationstechnische Analysen durchgeführt, um deren messtechnische Bestimmung zu unterstützen.

3.1 Einführung zum Interferometermodell

Die Software-Bibliothek IfoCAD wurde als Design- und Simulationswerkzeug für Laser-Interferometer entwickelt. Für die Analyse der Heterodyn-Interferometer aktueller und zukünftiger Weltraum-Missionen wie GRACE-FO in der Dissertation [127] oder LISA Pathfinder und LISA in der Dissertation [128] wurde IfoCAD eingesetzt.

Die Modellierung mit IfoCAD erfolgt durch Platzierung mit den in der Bibliothek enthaltenen optischen Komponenten, zum Beispiel Spiegel oder Photodioden, und Nutzung der verschiedenen Modelle von Gaußstrahlen, welche zum Beispiel in der Dissertation [129] beschrieben sind. Durch Umsetzung als offene Bibliotheksstruktur sind alle Modellgleichungen für den Verwender einsehbar und damit die Berechnungen, die während der Simulation erfolgen, vollständig nachzuvollziehen. Die Programmiersprache C/C++ macht IfoCAD zudem plattform-unabhängig mit der Möglichkeit, das Modell beliebig zu erweitern oder in bestehende Programme einzubinden.

Zur Modellierung des Interferometers wurden die implementierten IfoCAD-Komponenten reduziert. Über die graphische Exportmöglichkeit (Anhang B.2) wurde Abbildung 3.1 erzeugt, welches das Interferometermodell darstellt. Im Unterschied zum Messsystem aus Kapitel 2 beinhaltet das Interferometermodell nur fünf Spiegel, einen Strahlteiler und zwei Photodioden. Die Anzahl der Strahlenpaare ist bei zwei geblieben, wobei diese bei der Modellierung frei im Raum anfangen können. Die Größen bei der Implementierung orientiert sich an den Maßstäben des Messsystems. Das in C/C++ erzeugte Modell ist in Anhang B.1 angegeben, zusammen mit allen für die Modellierung und Simulation erforderlichen Parametern der Strahlen und Optiken.

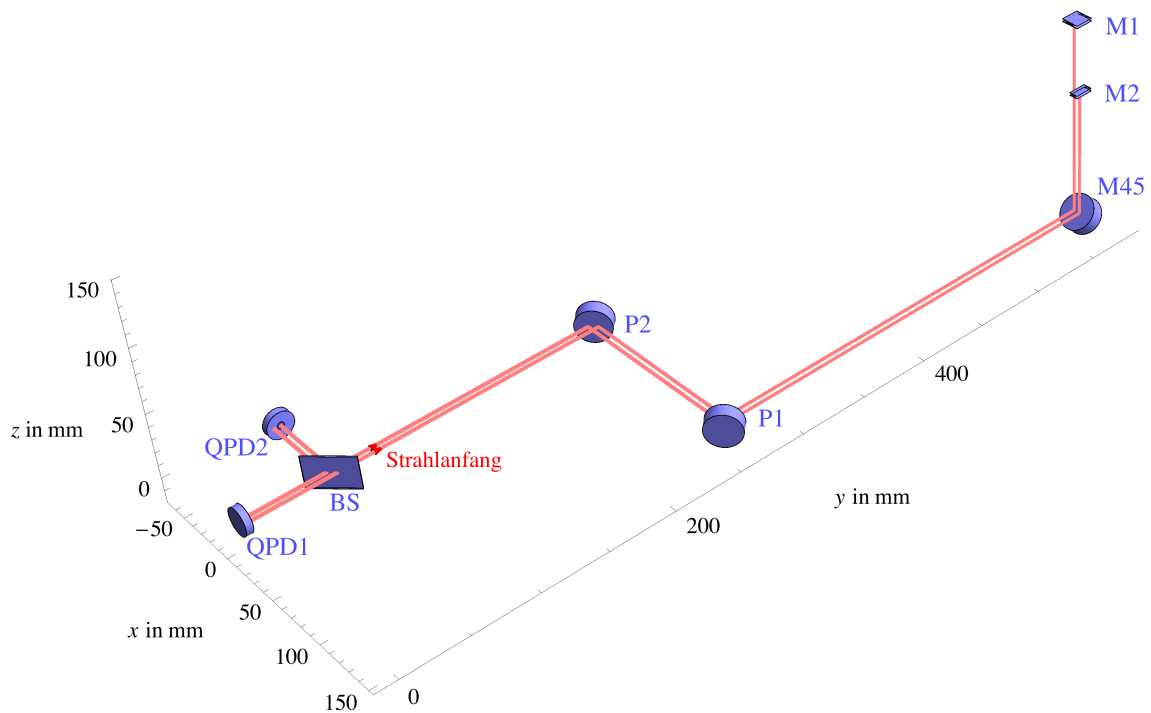


Abbildung 3.1: Implementiertes Interferometermodell (Referenzstrahlenpaar nicht sichtbar, Ausgangslänge $L = 52$ mm und Strahlabstand $d = 4,7$ mm).

Mit dem Interferometermodell können mittels IfoCAD sowohl Translation beziehungsweise Dilatation (als Verschiebung der Probenspiegel M1 und M2) als auch Verkippungen (als Rotation der Spiegel) simuliert werden. Dabei werden die Koordinatensysteme der einzelnen Objekte manipuliert. Eine Manipulation, die zur Änderung des horizontalen Normalenvektors führt, wird als horizontale Verkippung bezeichnet; entsprechendes gilt für die vertikale Richtung. Bei der Translation beziehungsweise Dilatation wird die Position des Objektes im globalen Interferometer-Koordinatensystem verändert. Die Signale der QPDs, wie zum Beispiel Phase ϕ oder DWS η , werden während der Simulation berechnet, da eine entsprechende Phasenmeter-Modellierung in IfoCAD implementiert ist. Diese Berechnungsergebnisse werden während der Simulation in Dateien abgelegt. Diese Dateien mit den Simulationsergebnissen können daraufhin mit den gleichen Werkzeugen wie die Messergebnisse analysiert werden.

3.2 Szenarien im Interferometermodell

Das mittels IfoCAD implementierte Interferometermodell erlaubt Szenarien zu simulieren, die im Messsystem auftreten. Die Simulation bietet zudem den Vorteil, im Messsystem überlagerte Szenarien isoliert zu betrachten. So werden in diesem Abschnitt für die Szenarien jeweils zwei Simulationen durchgeführt. Die erste Simulation verwendet eine reine lineare Verkippung der modellierten Objekte von $\theta = \pm 75 \mu\text{rad}$. Unter Vorgriff und Einbeziehung von Abbildung 3.11 liefert dieser Bereich eine Linearitätsabweichung von kleiner 1% und wird im Folgenden als linear bezeichnet. Die Auftragung der Simulationsergebnisse erfolgt über θ . Bei der zweiten Simulation werden Verkippung und Dilatation kombiniert. Verwendet wird eine sinusförmige Verkippung mit einer Amplitude von $4 \mu\text{rad}$ und phasengleicher sinusförmiger Dilatation der Materialprobe von $\Delta\ell = 260 \text{ nm}$ als Amplitude. Diese Werte dienen zum Abgleich mit den Messwerten in Abschnitt 4.4. Die Simulationsergebnisse werden in diesem Fall über die errechneten Datenpunkte aufgetragen, welche der Messzeit entsprechen. Für die verschiedenen Szenarien werden die DWS-Signale und die Längenänderung dargestellt und analysiert. Im Folgenden werden sieben Szenarien betrachtet

Szenario A: Idealfall	49
Szenario B: Verkippung der Probenspiegel in der Materialprobe	50
Szenario C: Verkrümmung der Materialprobe	52
Szenario D: Verkippung des Spiegels M45	53
Szenario E: Verkippung der Materialprobe (horizontal)	54
Szenario F: Verkippung der Materialprobe (vertikal)	55
Szenario G: Verkippung der Materialprobe (horizontal-vertikal)	56

Die Auswahl dieser Szenarien erfolgte aufgrund von Annahmen zum Verhalten des Messsystems. Den Szenarien schließt sich eine erste Zusammenfassung der Ergebnisse an. Die Simulationsannahmen werden innerhalb dieser Arbeit einem Vergleich von Simulationsergebnissen mit den Messergebnissen unterzogen (Abschnitt 4.4.3).

Szenario A: Idealfall

Dieses Szenario stellt den Idealfall dar, in dem keine Verkipfung beziehungsweise Rotation an der Materialprobe auftritt. Das vereinfachte Schema zum Szenario in Abbildung 3.2 (a) zeigt die beiden Probenspiegel und einen Teil der Messstrahlen. Zusätzlich sind noch die Verhältnisse der Ausgangslänge $L = 52$ mm und des Strahlabstandes $d = 2r = 4,7$ mm in Bezug auf die Probenspiegel verdeutlicht, wie sie in den Simulationen von Abschnitt 3.2 verwendet werden. In der Teilabbildung (b) sind die Ergebnisse der ersten Simulation dargestellt. Entsprechend der Simulationsparameter sind die Längenänderung ΔL und die DWS-Signale η Null.

Abbildung 3.2 (c) beinhaltet die Ergebnisse der zweiten Simulation bei sinusförmiger Änderung; hier nur Dilatation. Das ΔL -Signal weist einen sinusförmigen Verlauf mit einer Amplitude von 260 nm auf, während die DWS-Signale wie vorgesehen Null sind.

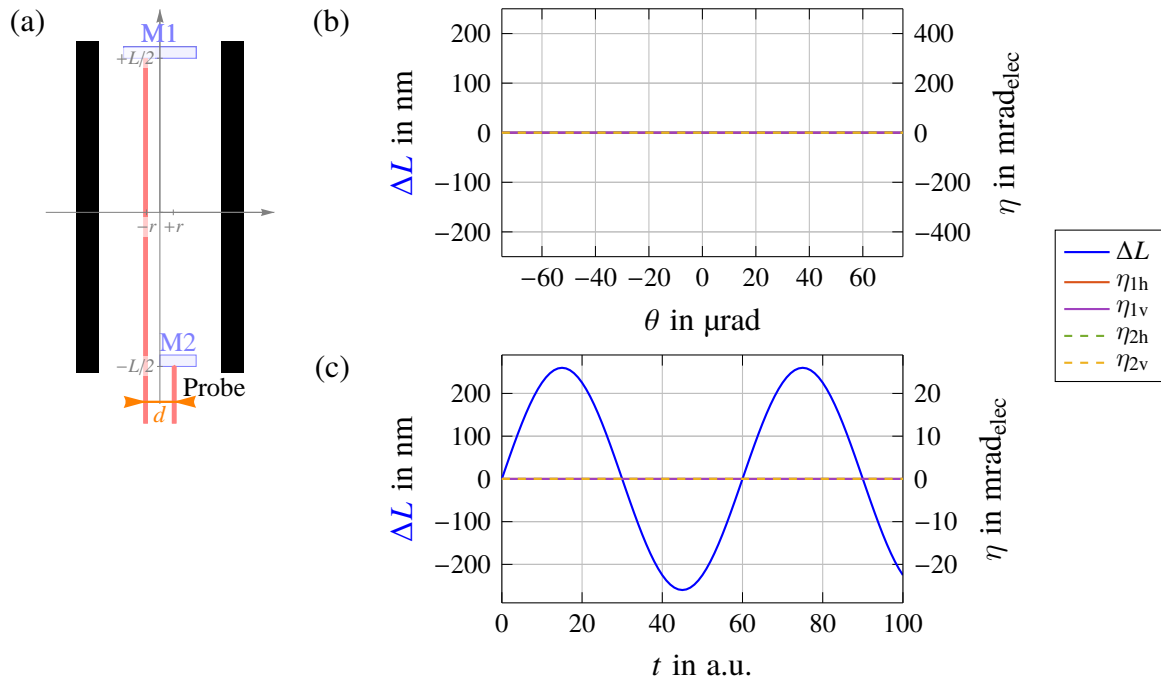


Abbildung 3.2: Szenario A mit Schema der Materialprobe, Probenspiegeln, Strahlabstand d und Ausgangslänge L in (a, Überarbeitung von [38]) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für keine Verkipfung (b) und sinusförmige Dilatation (c, Daten aus [38] mit DWS-Skalierung).

Szenario B: Verkippung der Probenspiegel in der Materialprobe

Aufgrund der Klemmung der Probenspiegel M1 und M2 in der Materialprobe (Abschnitt 2.2.2) ist eine probenunabhängige Bewegung der Probenspiegel möglich. In diesem Szenario wird dafür eine entgegengesetzte horizontale Verkippung beider Probenspiegel um ihren jeweiligen Haltemittelpunkt Q simuliert (Abbildung 3.3 (a)). In der Darstellung (b) über lineare θ weist das ΔL -Signal eine Steigung von $k_{\Delta L} \approx -260 \text{ nm}/\mu\text{rad}$ auf und somit das gleiche Vorzeichen wie $k_{\eta_{2h}} \approx -6,22 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$, während das η_{1h} -Signal $k_{\eta_{1h}} \approx 6,17 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$ aufweist. Der Verlauf ergibt sich, da sich der Strahlweg für QPD1 verringert, während er für QPD2 steigt und umgekehrt. Bedingt durch den um $L = 52 \text{ mm}$ kürzeren Strahlweg ist der Betrag der Steigung für QPD2 um $5 \mu\text{rad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$ höher.

Für die Simulation mit sinusförmigen Größen (Abbildung 3.3 (c)) führt dies zu einer Längenänderung mit einer wesentlich erhöhten Amplitude von $\approx 800 \text{ nm}$ und einer Phasenverschiebung von 180° zum Idealfall (Szenario A). Die Amplitude der sinusförmigen η_h beträgt $\approx 25 \text{ mrad}_{\text{elec}}$. Die vertikalen DWS-Signale sind entsprechend Vorgabe beide Null. Dieses Szenario zeigt eine Kopplung zwischen η_h -Signalen und ΔL -Signal: die TTL-Kopplung.

Tritt exakt dieses Szenario im Messsystem auf, dann ist sowohl das Vorzeichen des CTEs invertiert aufgrund der Phasenlage der Signale, als auch der CTE-Wert vergrößert. Mit den gewählten Simulationsparametern ergibt sich ein Extremum der Verfälschung des CTEs. Es sind weitere Fälle möglich, da sich die Probenspiegel völlig unabhängig von der Temperierung und somit der Dilatation bewegen. Verkippen die Probenspiegel nicht im gleichen Maße, ist dies in den DWS-Signalen erkennbar, und die Amplitude von ΔL verringert sich. Analog gilt dies, wenn die Verkippung nicht mit der Dilatation exakt in Phase oder Gegenphase ist. Eine Umkehr der Verkippungsvorzeichen k_{η_h} führt zu einem Vorzeichenwechsel bei $k_{\Delta L}$. Die DWS-Signale bei sinusförmiger Anregung sind dann entsprechend invertiert und die Amplitude von ΔL beträgt $1,3 \mu\text{m}$. Ebenfalls möglich ist, dass die Verkippung beider Probenspiegel das gleiche Vorzeichen besitzt. Als Ergebnisse ergeben sich dann die Werte aus Szenario E. Eine Unterscheidung ist dann nur durch weitere Messungen und Einbringen weiterer Sensoreinrichtungen möglich.

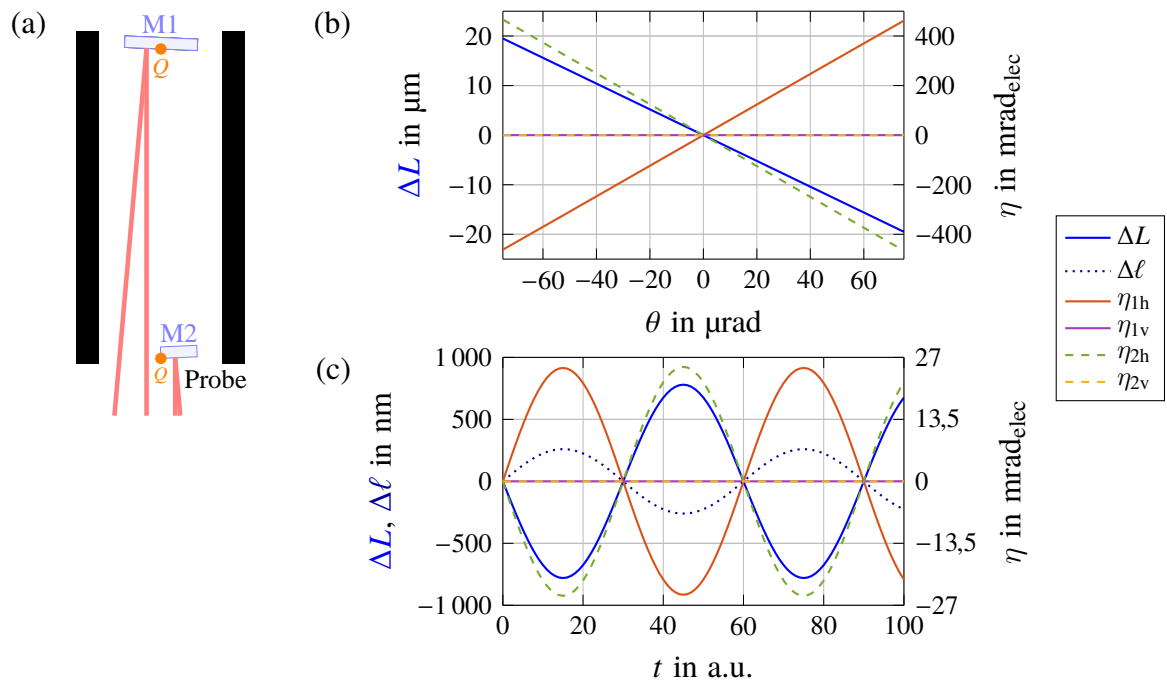


Abbildung 3.3: Szenario B mit Schema (a, Überarbeitung von [38]) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für lineare Verkipfung (b) und sinusförmiger Anregung (c, Daten aus [38] mit DWS-Skalierung).

Szenario C: Verkrümmung der Materialprobe

In diesem Szenario wird die Verkrümmung der Materialprobe betrachtet. Dies kann auftreten, wenn zum Beispiel die gleichmäßige Temperierung nicht sichergestellt ist, die Materialprobe nicht uniform gefertigt ist oder eine andere Quelle für mechanische Beanspruchung vorliegt. In der Simulation wird die Verkrümmung auf den Probenmittelpunkt Q fokussiert (Abbildung 3.4 (a)) und durch eine horizontale entgegengesetzte Verkipfung beider Spiegel umgesetzt. Wie in Teilabbildung (b) erkennbar, führt eine lineare Änderung zu einer parabolischen Längenänderung mit quadratischen Faktor $k_{\Delta L} \approx 78 \text{ fm}/(\mu\text{rad})^2$. Die linearen horizontalen DWS-Signale weisen Steigungen von $k_{\eta_{1h}} \approx 6,17 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$ und $k_{\eta_{2h}} \approx -6,22 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$ auf. Die parabolische Form von ΔL hängt mit der hohen Ähnlichkeit der TTL-Beträge beider Probenspiegel zusammen.

Bei der sinusförmigen Variation (Abbildung 3.4 (c)) weist die Amplitude von ΔL eine geringe Erhöhung um $\approx 1 \text{ pm}$ auf, welche mit der Verkipfung der Probenspiegel zusammenhängt. Die Amplitude der horizontalen DWS-Signale beträgt $\approx 25 \text{ mrad}_{\text{elec}}$, während die vertikalen DWS-Signale beide Null sind.

Tritt dieses Szenario im Messsystem auf, ergibt sich keine Verfälschung bei der CTE-Bestimmung. Es ist aber zu berücksichtigen, dass durch die Verkrümmung keine gleichmäßigen Messbedingungen für die gesamte Materialprobe vorliegen. Zur Identifikation der Verkrümmung ist das Einbringen weiterer Sensoreinrichtungen erforderlich.

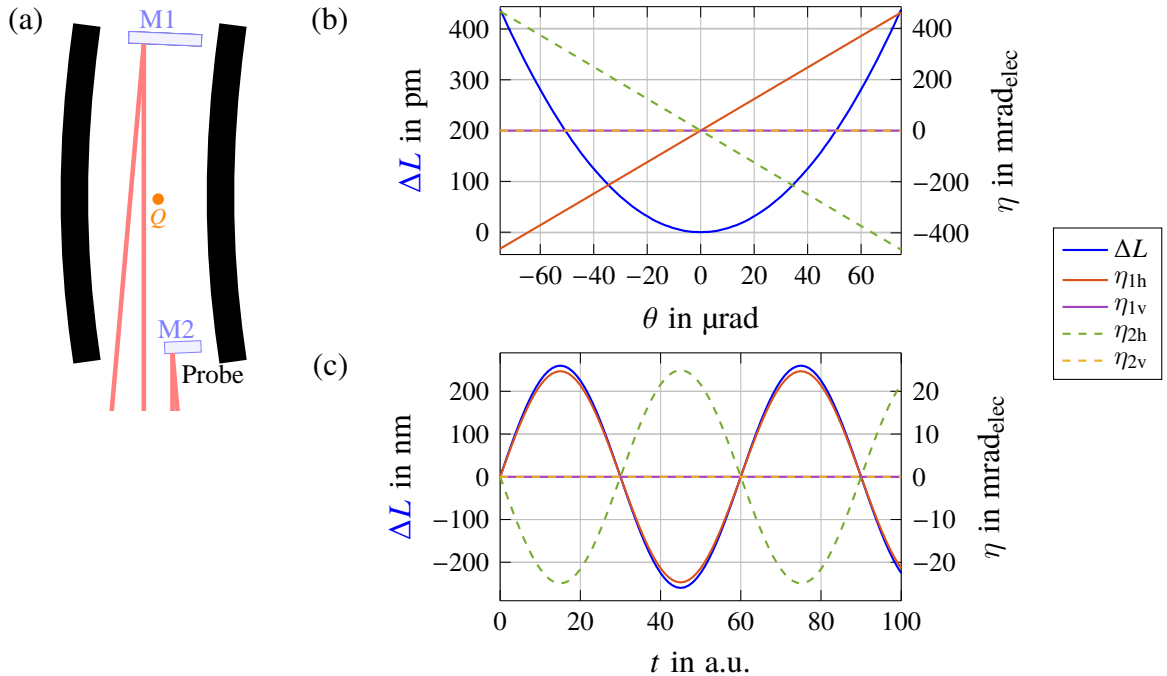


Abbildung 3.4: Szenario C mit Schema (a, Überarbeitung von [38]) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für lineare Verkipfung (b) und sinusförmiger Anregung (c, Daten aus [38] mit DWS-Skalierung).

Szenario D: Verkipfung des Spiegels M45

Aufgrund des mechanischen Aufbaus des Messsystems werden nicht nur Probenaufnahme und Materialprobe mit Spiegelhaltern thermalisiert, sondern auch der 45° -Spiegel (M45) direkt unter der Probenaufnahme. Eine Verkipfung dieses Spiegels um Punkt Q kann ebenfalls mit dem IfoCAD-Modell simuliert werden (Abbildung 3.5 (a)). Für lineare Rotation zeigen die Längenänderung und die horizontalen DWS-Signale eine negative Kopplung für steigende θ -Werte auf (Abbildung 3.5 (b)). Das Messstrahlenpaar wird zwei Mal am Spiegel reflektiert, deshalb sind die y -Werte zu den bisherigen η_h erhöht ($k_{\eta_{1h}} \approx -8,71 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$, $k_{\eta_{2h}} \approx -8,78 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$). Die Steigung des ΔL -Signals beträgt $k_{\Delta L} \approx -6,65 \text{ nm}/\mu\text{rad}$. Dies stimmt betragsmäßig mit $d\sqrt{2}$ überein.

Durch die negative θ -Kopplung erhält man bei der sinusförmigen Längenänderung in Abbildung 3.5 (c) eine Amplituden-Reduktion auf $\approx 233 \text{ nm}$. Entsprechend weisen η_h eine Phasenverschiebung von 180° auf, deren Amplituden beträgt $\approx 35 \text{ mrad}_{\text{elec}}$.

Tritt dieses Szenario im Messsystem auf, ergibt sich eine Verfälschung des CTEs, da zum einen eine Vorzeichenkopplung und zum anderen eine Amplitudenkopplung wirksam wird. Käme es zusätzlich zu einer Überlagerung des betrachteten Szenarios beispielsweise mit Szenario E, würden sich je nach Ausprägung der jeweiligen Verkipfungen die DWS-Signale gegenseitig reduzieren beziehungsweise im Falle invertierter Vorzeichen verstärken. Die Korrektur des CTEs mittels DWS-Verfahren wäre dann unzureichend. Um ein Auftreten dieses Szenarios im Messsystem zu vermeiden, wurde M45 von einem auf einen Aluminium-Halter geklebten Spiegel (Dissertation [34]) durch ein massives Rechtwinkelpisma ersetzt.

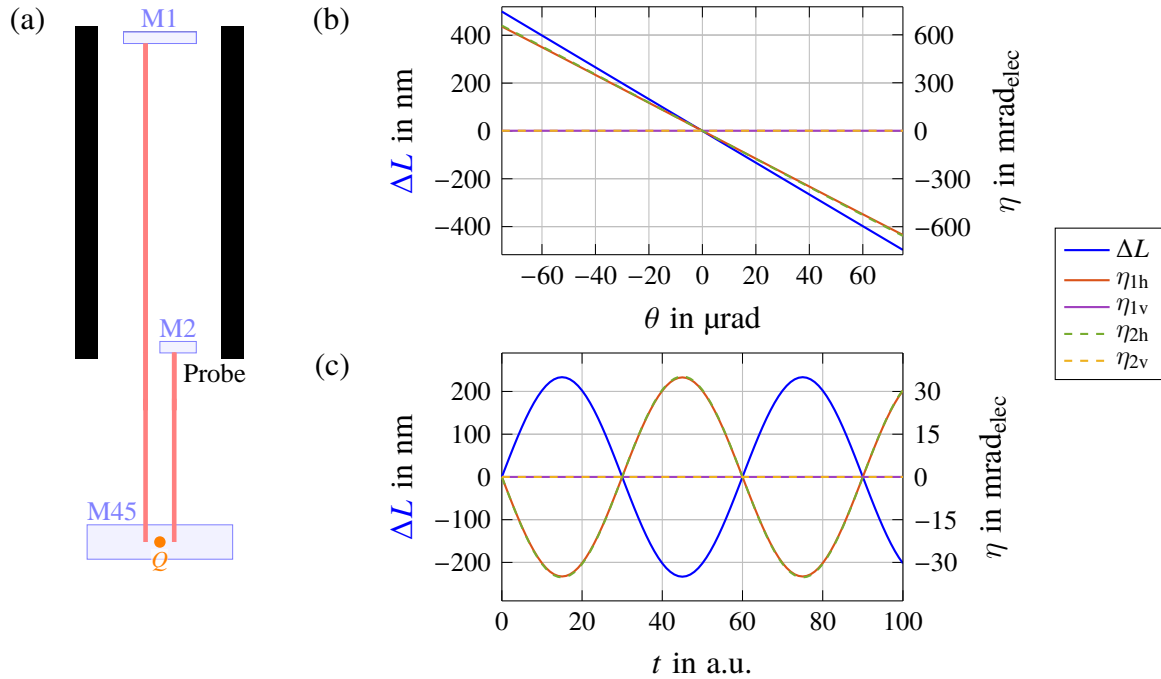


Abbildung 3.5: Szenario D mit Schema (a) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für lineare Verkipfung (b) und sinusförmiger Anregung (c).

Szenario E: Verkipfung der Materialprobe (horizontal)

Durch die Gestaltung der Probenaufnahme kann die Materialprobe mit Probenspiegeln als eine gemeinsame Einheit verkippen. Die Simulation fokussiert sich auf den Probenmittelpunkt Q (Abbildung 3.6 (a)), welcher im realen System durch den Haltering gehalten wird. Bei linearer horizontaler Verkipfung (Teilabbildung (b)) weisen Längenänderung und horizontale DWS-Signale eine lineare Abhängigkeit zu θ auf. Die Steigung der DWS-Signale ist unverändert zu den Szenarien B und C. Allerdings beträgt $k_{\Delta L} = 4,7 \text{ nm}/\mu\text{rad} = 4,7 \text{ mm}/\text{rad}$, welches zahlenmäßig mit dem Strahlabstand $d = 4,7 \text{ mm}$ übereinstimmt.

Bei gleichzeitiger sinusförmiger Dilatation und Verkipfung (Abbildung 3.6 (c)) sind die Werte der Längenänderung erhöht. In der Simulation ergibt sich ein Amplitudenunterschied von $\approx 19 \text{ nm}$ zum idealen Szenario A. Die Amplituden von η_h betragen $\approx 25 \text{ mrad}_{\text{elec}}$, wie in den beiden vorangegangenen Szenarien. Hier sind die Signale allerdings gleichphasig.

Dieses Szenario deckt sich mit den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.1. Die Gleichphasigkeit der η_h -Signale kann zum einen als Identifikation des Szenarios, zum anderen zur Mittelwert-Bildung bei der Verkipfungsbestimmung eingesetzt werden. Weiterhin ist anzumerken, dass im Falle von gleichartigen DWS-Signalen und phasenverschobener Längenänderung eine Reduktion der Amplitude von ΔL auftritt.

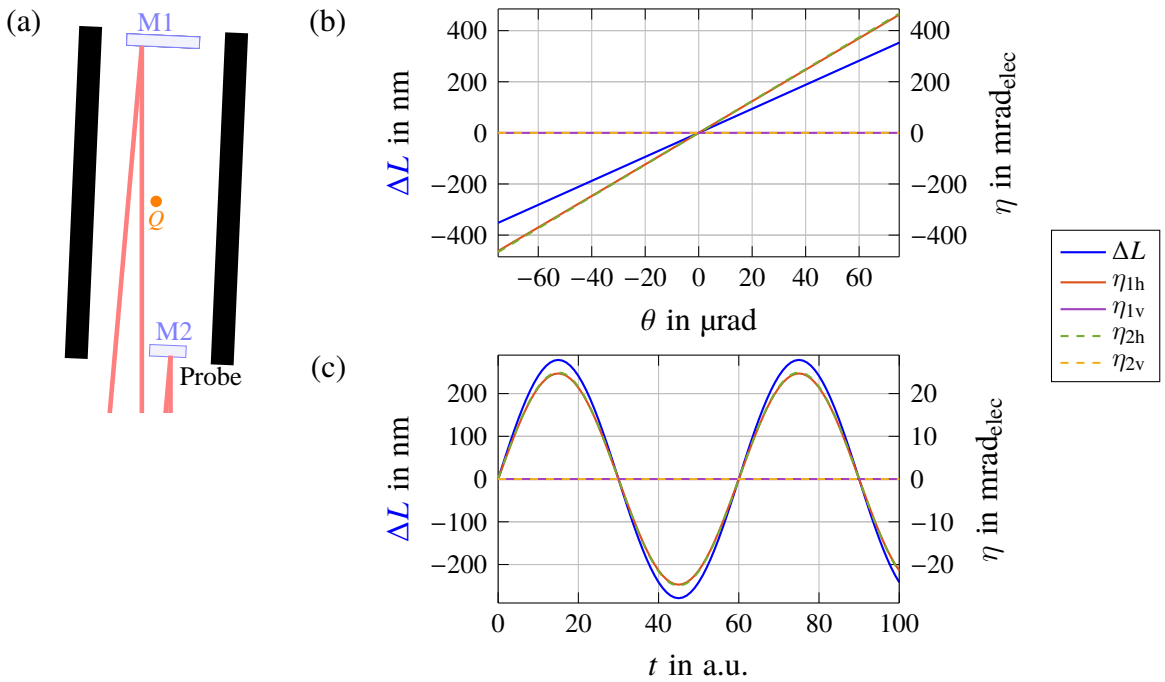


Abbildung 3.6: Szenario E mit Schema (a, Überarbeitung von [38]) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für lineare Verkipfung (b) und sinusförmiger Anregung (c, Daten aus [38] mit DWS-Skalierung).

Szenario F: Verkippung der Materialprobe (vertikal)

Neben der horizontalen Verkippung der Materialprobe kann es im Messsystem auch zu einer vertikalen Verkippung oder einer Horizontal-Vertikal-Kombination kommen. Abbildung 3.7 (a) zeigt das Schema zur vertikale Verkippung um die Probenmitte Q . In der Teilabbildung (b) ergeben sich bei linear steigenden θ -Werten die vertikalen DWS-Signale ebenfalls als linearer Verlauf ($k_{\eta_{1h}} \approx -6,17 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$, $k_{\eta_{2h}} \approx -6,22 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$). Entsprechend der Simulation sind beide η_h Null. Gleichzeitig weist ΔL einen parabolischen Verlauf mit quadratischem Faktor $k_{\Delta L} \approx 78 \text{ fm}/(\mu\text{rad})^2$ und Werten im Pikometer-Bereich auf.

Bei Simulation mit sinusförmigen Größen (Abbildung 3.7 (c)) ergeben sich für η_v Amplitudenwerte von $\approx 25 \text{ mrad}_{\text{elec}}$. Die Werte der Längenänderung sind minimal erhöht zum idealen Szenario A (Amplitude um $\approx 1 \text{ pm}$).

Die Abweichung der Längenänderung zum Idealfall ist sehr gering und kann als vernachlässigbar angesehen werden. Bedingung ist, dass keine zu große konstante vertikale Verkippung mit gleichzeitiger großer sinusförmiger Anregung auftritt. Dies ist bei der Justage und dem Betrieb des Messsystems zu berücksichtigen.

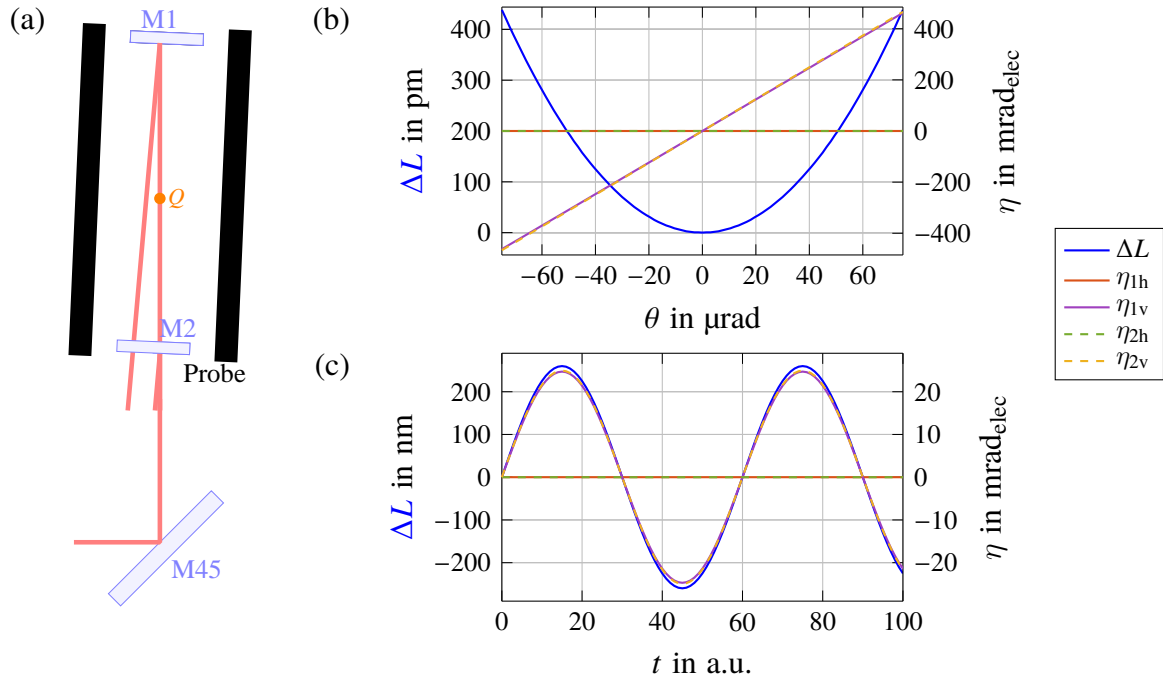


Abbildung 3.7: Szenario F mit Schema (a) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für lineare Verkippung (b) und sinusförmiger Anregung (c).

Szenario G: Verkipfung der Materialprobe (horizontal-vertikal)

In diesem Szenario wurden die Koordinatensysteme der Probenpiegel um 30° rotiert, sodass sowohl horizontale als auch vertikale DWS-Signale detektiert werden (Abbildung 3.8 (a)). Dadurch, dass die Verkipfung weiterhin um die Probenmitte stattfindet, sind die DWS-Signale jeweils für horizontale und vertikale Richtung gleich. Für eine lineare Verkipfung, wie in Teilabbildung (b) gezeigt, weisen DWS-Signale und Längenänderung alle eine positive lineare Steigung auf: $k_{\Delta L} \approx 2,35 \text{ nm}/\mu\text{rad}$, $k_{\eta_{1h}} \approx 3,09 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$, $k_{\eta_{1v}} \approx 5,34 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$, $k_{\eta_{2h}} \approx 3,12 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$, $k_{\eta_{2v}} \approx 5,39 \text{ mrad}_{\text{elec}}/\mu\text{rad}$. Die Steigungen hängen mit der Rotation der Spiegel-Koordinatensysteme (Kippachsen) zu den QPD-Koordinatensystemen (DWS-Detektorachsen) zusammen. Allerdings sind die Vorzeichen von η_h und ΔL immer gleich, wohingegen das Verhalten von η_v und ΔL abweichen kann. Dies zeigten bereits die Szenarien E und F.

Das in Abbildung 3.8 (c) dargestellte sinusförmige ΔL -Signal ist entsprechend der auftretenden Verkipfung erhöht. Die Amplitude beträgt $\approx 269,5 \text{ nm}$ und ist damit $\approx 9,5 \text{ nm}$ erhöht, welche aus $19 \text{ nm} \cdot \sin(30^\circ)$ resultiert. Dieser Zusammenhang findet sich auch bei den Amplituden der η_h -Signale mit $k_{\eta_{1h}} \approx 12,4 \text{ mrad}_{\text{elec}}$ und $k_{\eta_{2h}} \approx 12,6 \text{ mrad}_{\text{elec}}$ sowie bei den η_v -Signalen $k_{\eta_{1v}} \approx 21,4 \text{ mrad}_{\text{elec}}$ und $k_{\eta_{2v}} \approx 21,6 \text{ mrad}_{\text{elec}}$. Diese drei Zahlenwerte geben einen Anhaltspunkt, dass eine vertikale Verkipfung nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Längenänderung hat; wie bereits in Szenario F betrachtet.

Im Messsystem können beliebige Rotationen des Kipp-Koordinatensystems zum QPD-Koordinatensystem auftreten. Bei der Justage der QPDs im Messsystems ist dies zu berücksichtigen.

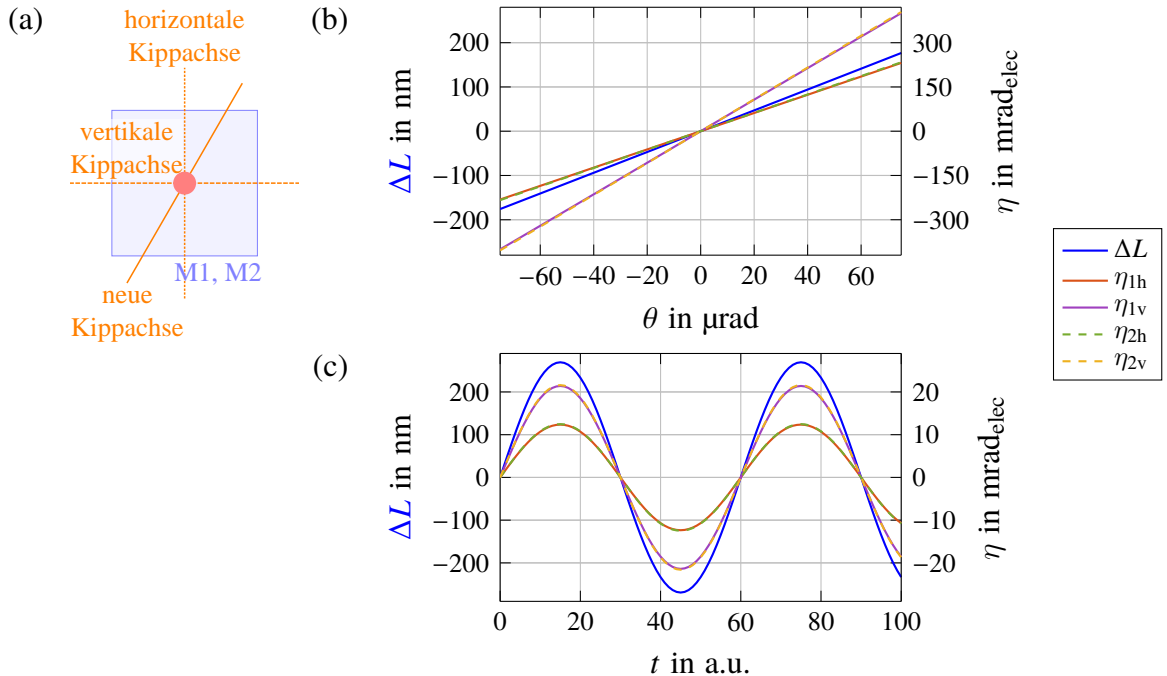


Abbildung 3.8: Szenario G mit Schema (a) sowie ΔL -Signal und DWS-Signale für lineare Verkipfung (b) und sinusförmiger Anregung (c).

Zusammenfassung

Um den Werte-Vergleich zwischen den vorangegangenen Szenarien zu erleichtern, sind die Kopplungsfaktoren aus der linearen Simulation in Tabelle 3.9 und für die sinusförmige Simulation in Tabelle 3.10 zusammengefasst.

Bei linearer Anregung zeigt sich, dass die Kopplungsfaktoren der DWS-Signale nahezu konstant bleiben. Die Änderungen, die sich ergeben, sind direkt an das Modell gekoppelt (zum Beispiel Drehung der Kippachse in Szenario G). Aus der Kombination der Kopplungsfaktoren der DWS-Signale mit dem Kopplungsfaktor der Längenänderung folgt eine eindeutige Zuordnung zu den Szenarien. Dies erlaubt eine Zuordnung der Messergebnisse des Dilatometers zu den simulierten Szenarien. Für die sinusförmige Anregung lassen sich analoge Rückschlüsse für die Amplituden ziehen wie bei der linearen Anregung. Allerdings überlagern sich während der Simulation die Effekte der Rotation und Dilatation.

Aus den Ergebnissen kann man schlussfolgern, dass die Szenarien sowohl eine Kopplung zwischen Verkippungswinkel θ und ΔL als auch θ und η aufweisen. Diese TTL-Kopplung ist in den Szenarien B, D, E und G am stärksten. Bei der CTE-Bestimmung im Messsystem müssen diese Kopplungsmechanismen berücksichtigt werden.

Tabelle 3.9: Kopplungsfaktoren der verschiedenen Szenarien bei linearer Anregung.

Szenario	$k_{\Delta L}$ $\frac{\text{nm}}{\mu\text{rad}}$	$k_{\Delta L}$ $\frac{\text{fm}}{(\mu\text{rad})^2}$	$k_{\eta_{1h}}$ $\frac{\text{mrad}_{\text{elec}}}{\mu\text{rad}}$	$k_{\eta_{1v}}$ $\frac{\text{mrad}_{\text{elec}}}{\mu\text{rad}}$	$k_{\eta_{2h}}$ $\frac{\text{mrad}_{\text{elec}}}{\mu\text{rad}}$	$k_{\eta_{2v}}$ $\frac{\text{mrad}_{\text{elec}}}{\mu\text{rad}}$
A	0	–	0	0	0	0
B	–260	–	6,17	0	–6,22	0
C	–	78	6,17	0	–6,22	0
D	–6,65	–	–8,71	0	–8,78	0
E	4,7	–	6,17	0	6,22	0
F	–	78	6,17	0	6,22	0
G	2,35	–	3,09	5,34	3,12	5,39

Tabelle 3.10: Amplituden der verschiedenen Szenarien bei sinusförmiger Anregung.

Szenario	$ \Delta L _{\text{max}}$ nm	$ \eta_{1h} _{\text{max}}$ mrad _{elec}	$ \eta_{1v} _{\text{max}}$ mrad _{elec}	$ \eta_{2h} _{\text{max}}$ mrad _{elec}	$ \eta_{2v} _{\text{max}}$ mrad _{elec}
A	260	0	0	0	0
B	800	25	0	25	0
C	260,001	25	0	25	0
D	233	35	0	35	0
E	279	25	0	25	0
F	260,001	25	0	25	0
G	269,5	12,4	21,4	12,6	21,6

3.3 Skalierungsfaktoren für die Verkippungsbestimmung

Das DWS-Verfahren liefert auf Basis des Vergleichs der Quadranten der QPD eine Winkelinformation der detektierten Laserstrahlen. Wie Gleichung (2.5) zeigt, kann das η -Signal durch einen Skalierungsfaktor k_{QPD} in das β -Signal überführt werden. Für das Messsystem ist das nützlich, da der Verkippungswinkel θ im Messsystem nicht interferometrisch gemessen werden kann, sondern nur ΔL und η beziehungsweise deren Basissignale. Wie die im vorangegangenen Abschnitt untersuchten Szenarien aufzeigen, tritt eine Kopplung zwischen dem Verkippungswinkel θ und ΔL auf. Durch Umskalierung mittels k_{QPD} wird zwischen ΔL und η eine Verknüpfung hergestellt, welche bei der CTE-Bestimmung Anwendung findet.

Um verschiedene Aspekte zu berücksichtigen, ist dieser Abschnitt 3.3 wie folgt untergliedert

Vorbetrachtung	58
Referenz: Szenario E	60
Methodik 1: Motorisierter Kippspiegel	60
Methodik 2: Piezo-Spiegel mit festem Spiegel	61
Methodik 3: Piezo-Spiegel mit Materialprobe	61
Zusammenfassung	63

In der Vorbetrachtung wird das DWS-Verfahren bezüglich der CTE-Berechnung analysiert und die darauffolgenden Simulationen thematisch eingeleitet. Darauf aufbauend wird das Referenz-Szenario definiert. Die Bestimmung des Skalierungsfaktors kann mit unterschiedlichen Methodiken im Messsystem durchgeführt werden. Die Schemata zu den im Folgenden betrachteten Fällen sind zusammen mit den Simulationsgraphiken auf Seite 62 dargestellt. Zur Berechnung des Skalierungsfaktors k_{QPD} wird die lineare Regression verwendet. Eine Zusammenfassung der Methodiken in Bezug auf die Referenzsimulation bildet den Abschluss.

Vorbetrachtung

Der Skalierungsfaktor k_{QPD} erlaubt die Überführung von η mit der Einheit rad_{elec} in β zur Einheit m, entsprechend

$$\beta = \eta \cdot k_{\text{QPD}} .$$

Dadurch ist es möglich, die verkippungsinduzierte Längenänderung, also TTL-Kopplung, mit der Längenänderung (Einheit: m) zu verrechnen. Dies ermöglicht grundsätzlich die TTL-Kopplung bei der CTE-Bestimmung zu korrigieren. Es ist allerdings zu beachten, dass das DWS-Verfahren nichtlineare Signale liefert. In Abbildung 3.11 ist dargestellt, welcher Verlauf sich ergibt, wenn die Verkippung an der Materialprobe einen Bereich von $\pm 650 \mu\text{rad}$ durchläuft. Die Auswahl des Bereichs erfolgte, da bei $\pm 640 \mu\text{rad}$ ein Sprung im β_{1h} -Signal auftritt (oben). Aufgrund der symmetrischen Definition der Gleichung (2.5)

tritt dieser Sprung auch für die anderen Signale unter analogen Bedingungen auf. Neben dem β -Signal ist auch das ΔL -Signal aufgetragen. Im Vergleich der beiden Signale zu einander fällt der nichtlineare Charakter des TTL-Signals auf. Wie Abbildung 3.11 zeigt, beträgt die Abweichung über ± 500 nm (mitte) oder bis zu -20% (unten). Die Abweichung zwischen ΔL und β kann durch den Faktor k_{QPD} eingestellt werden.

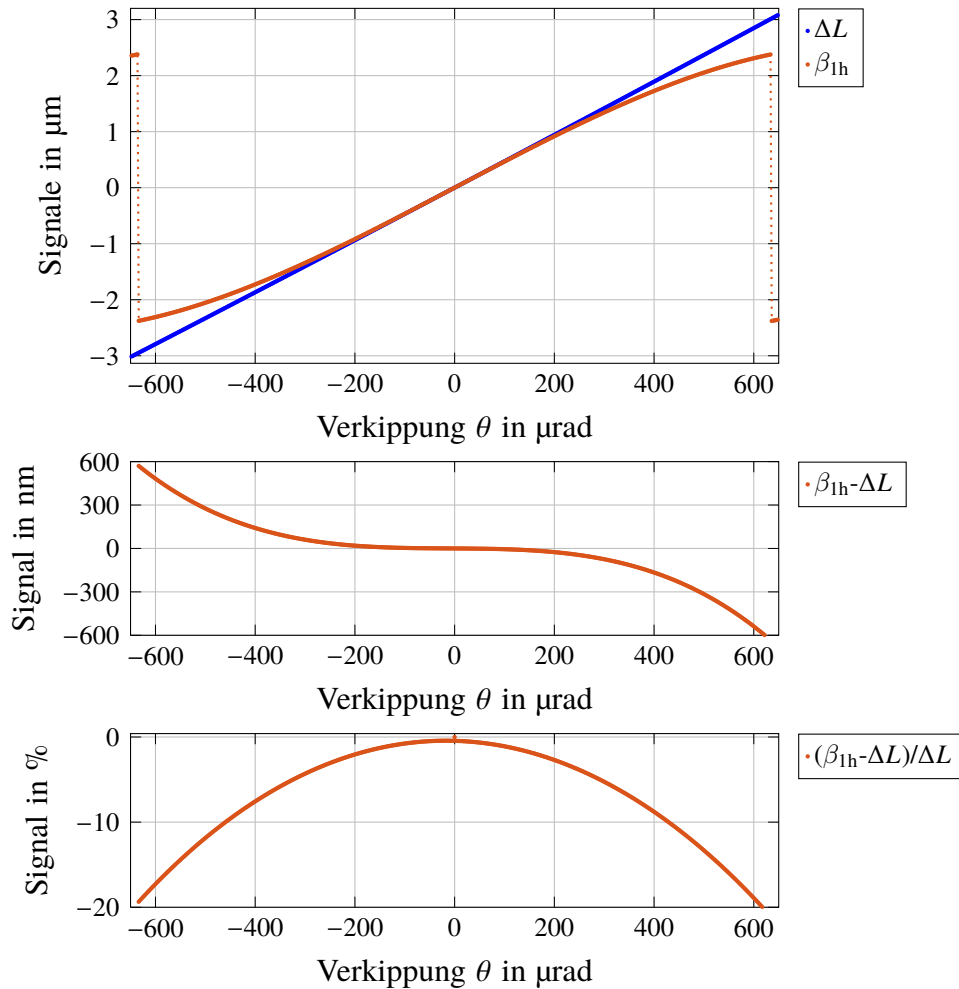


Abbildung 3.11: Simulierte Charakteristik des DWS-Verfahrens für einen Winkelbereich von $\pm 650 \mu\text{rad}$ mit einem Vergleich von ΔL und β_{1h} (oben), Differenz beider Signale (mitte) und auf ΔL normierte Abweichung (unten) basierend auf Szenario E.

Auf Basis von Abbildung 3.11 wird der Simulationsbereich bis maximal $\theta = \pm 300 \mu\text{rad}$ im Folgenden ausgewählt, da hier bereits eine Krümmung der DWS-Charakteristik, aber noch keine Diskontinuitäten bestehen. Die Abhängigkeit der Skalierungsfaktoren zum einen vom Verkipfungsbereich und zum anderen vom Mittelwert des Verkipfungsbereichs erfordert Einzelsimulationen für das Referenz-Szenario und die Methodiken.

Referenz: Szenario E

Durch die simulierten Szenarien A bis G im vorangegangenen Abschnitt 3.2 zeigte sich eine Kopplung zwischen dem Verkippungswinkel θ und ΔL . Zusammen mit den Messergebnissen in Abschnitt 4.1 lässt sich schlussfolgern, dass die Bewegung des Halterings die dominierende Quelle der Verkippung im Messsystem ist. Seine Entsprechung findet dies in Szenario E, welches im Folgenden als Referenz verwendet wird.

Die Skalierungsfaktoren in Abbildung 3.13 (oben) weisen in den durchgeführten Simulationen eine Abhängigkeit vom Verkippungsbereich mit quadratischem Zusammenhang auf. Der Parabelast von k_{QPD1} verläuft parallel zum Parabelast von k_{QPD2} mit einem entsprechend der Probenlänge verursachten Abstand. Die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren uk_{QPD} nimmt mit steigenden Verkippungsbereich zu. Die Werte bewegen sich im Bereich von $20 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ bis $1 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$. Abbildung 3.13 (unten) zeigt, dass die Skalierungsfaktoren ebenfalls quadratisch vom Mittelwert des Verkippungsbereichs abhängen. Auch hier steigt die Unsicherheit mit betragsmäßig steigendem Mittelwert von $200 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ auf $100 \text{ pm/rad}_{\text{elec}}$. Für beide Probenspiegel ergibt sich jeweils ein unterschiedlicher Skalierungsfaktor, der mit dem Abstand der Probenspiegel zusammenhängt und einem parabolischen Verlauf für die Abhängigkeit vom Mittelwert aufweist (Abbildung 3.13 unten). Für beide Spiegel verlaufen die Parabeln näherungsweise parallel. Wird der Verkippungsbereich auf der DWS-Charakteristik verschoben, ergibt sich ebenfalls ein quadratischer Zusammenhang, wobei sich die Parabeln aber zu größeren Mittelwerten immer weiter annähern.

Methodik 1: Motorisierter Kippspiegel

Die Verkippung am Haltering soll nachgestellt werden. Dafür eignet sich der Einbau eines motorisierten Spiegels an dieser Stelle (Abbildung 3.12). Beide Probenstrahlen werden so an diesem Spiegel reflektiert, und es gilt $k_{\text{QPD}} = k_{\text{QPD1}} = k_{\text{QPD2}}$. Der Parabelast in Abbildung 3.13 (oben) liegt aufgrund der geänderten Strahlwege mittig zwischen den Werten der Referenzsimulation. Die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren steigt von $8 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ auf $1 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$. Bei der betragsmäßigen Vergrößerung des Mittelwerts (Abbildung 3.13 unten) befindet sich die Parabel der k_{QPD} dieser Methodik mittig zwischen denen der Referenzsimulation. Der betragsmäßige Anstieg des Mittelwertes führt zu einer Vergrößerung der Unsicherheit der k_{QPD} von $200 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ auf $100 \text{ pm/rad}_{\text{elec}}$.

Methodik 2: Piezo-Spiegel mit festem Spiegel

Die in Veröffentlichungen [34, 37] angewendete Methodik nutzt an der Position des Halterings einen unbeweglichen Spiegel auf der Probenaufnahme. Die Verkippung geschieht über einen der beiden Piezo-Spiegel P1 und P2 des Messsystems. P1 befindet sich näher an der Materialprobe und somit auch dessen Drehpunkt, deshalb wird die Simulation auf diesen fokussiert. Wie im Messsystem befindet sich der Drehpunkt nicht im Spiegelmittelpunkt, was durch Punkt Q in Abbildung 3.12 angedeutet ist. Dadurch gilt $k_{\text{QPD}} = k_{\text{QPD1}} = k_{\text{QPD2}}$ ebenso wie in Methodik 1. Für kleine Verkippungsbereiche ($\theta < 25 \mu\text{rad}$) stimmen die Werte mit Methodik 1 überein, danach weist der Parabelast in Abbildung 3.13 (oben) eine stärkere Krümmung auf. Der quadratische Anteil ist stärker ausgeprägt, da die Messstrahlen am Spiegel P1 zweimal reflektiert werden. Der Verlauf von k_{QPD2} weist zusätzlich eine leicht stärkere Krümmung als die von k_{QPD1} auf. Die Unsicherheiten der Skalierungsfaktoren liegen im Intervall von $30 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ bis $5 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$. In Abbildung 3.13 (unten) überdecken die Werte von Methodik 2 die von Methodik 1. Die Unsicherheit ist mit Methodik 2 identisch ($700 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ bis $200 \text{ pm/rad}_{\text{elec}}$).

Methodik 3: Piezo-Spiegel mit Materialprobe

Diese Methodik nutzt ebenfalls wie Methodik 2 den Spiegel P1, allerdings mit der Materialprobe wie in der Referenzsimulation (Abbildung 3.12). Ähnlich wie bei der Referenzsimulation zeigt auch hier Abbildung 3.13 (oben) für die getrennten Probenspiegel einen parabolischen Verlauf, dessen Unsicherheit der Skalierungsfaktoren zunimmt (von $50 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ auf $7 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$). Für kleine Verkippungsbereiche sind die Skalierungsfaktoren mit der Referenzsimulation noch identisch. Mit steigenden Verkippungsbereich kommt die stärkere Krümmung immer mehr zum Tragen und befindet sich dann parallel zu den Werten aus Methodik 2. In Abbildung 3.13 (unten) überdecken die k_{QPD} die Werte der Referenzsimulation. Die Unsicherheit ist mit $700 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ bis $200 \text{ pm/rad}_{\text{elec}}$ wesentlich größer als bei der Referenzsimulation.

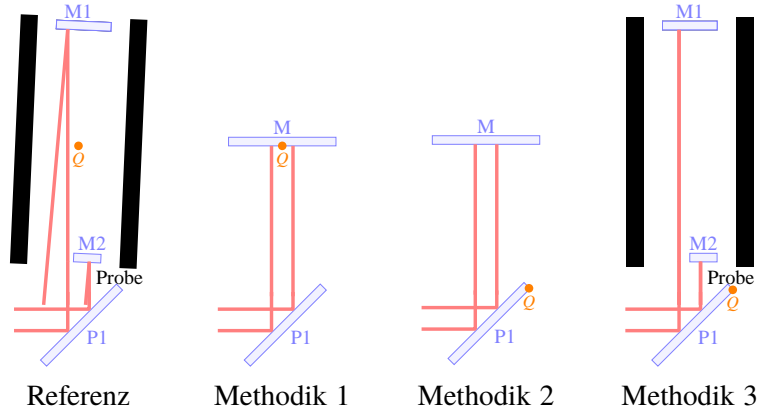


Abbildung 3.12: Schematische Darstellungen zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren k_{QPD} (Q als Drehpunkt).

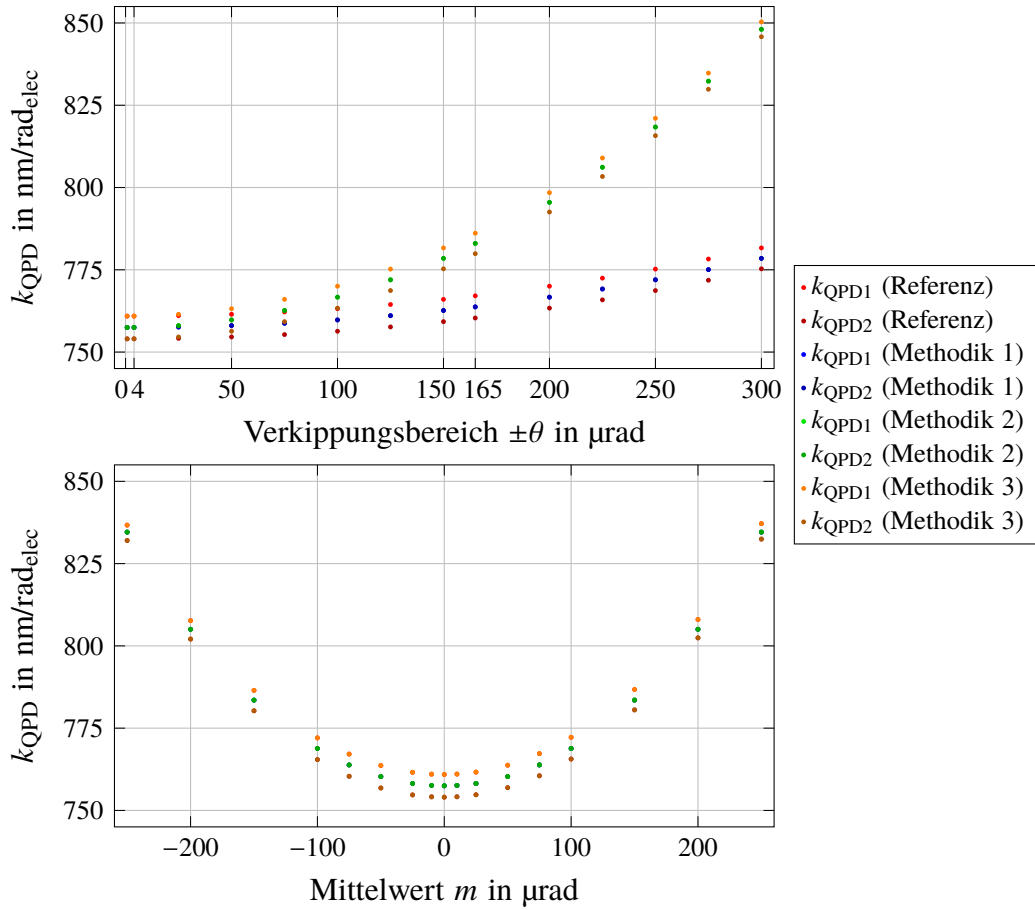


Abbildung 3.13: Skalierungsfaktoren bei unterschiedlichen Verkipfungsbereichen (oben) und Skalierungsfaktoren bei unterschiedlichen Mittelwerten des Verkipfungsbereichs (unten, $\theta = m \pm 4 \mu\text{rad}$). Hierbei überlagert Methodik 3 die Referenz und Methodik 2 überlagert Methodik 1.

Zusammenfassung

Aus der Abbildung 3.13 kann zusammenfassend geschlossen werden, dass sich für $\theta < 25 \mu\text{rad}$ die Skalierungsfaktoren der Methodik 1 und Methodik 2 überlagern. Bei Methodik 2 ist die Wert-Unsicherheit aber um den Faktor zwei bis fünf Mal größer, wie Tabelle 3.15 zeigt. Beide Methodiken erfordern den Einbau eines gesonderten Spiegels in das Messsystem. Wird dieser an der Stelle der Probenmitte eingebaut, wird ein mittlerer Skalierungsfaktor für die in der Materialprobe getrennten Probenspiegel ermittelt. Dies kann je nach Probenlänge beziehungsweise Spiegelabstand zu einem Unterschied führen, wie die Simulationsergebnisse in Abbildung 3.14 zeigen: Die Skalierungsfaktoren sind linear von der Probenlänge abhängig. Der Skalierungsfaktor k_{QPD1} steigt an, während der Skalierungsfaktor k_{QPD2} im gleichen Maße fällt. Diese Abhängigkeit hängt mit der Veränderung der Strahlwege zusammen.

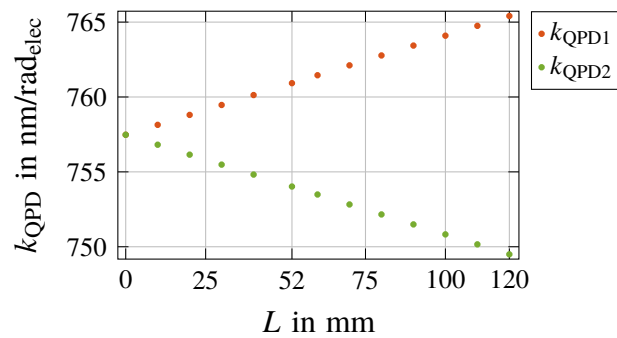


Abbildung 3.14: Skalierungsfaktoren bei unterschiedlichen Probenlängen (Szenario E mit $\theta = \pm 4 \mu\text{rad}$).

Methodik 3 kann ohne Umbauten direkt mit dem Messsystem durchgeführt werden, um die Skalierungsfaktoren an der Materialprobe zu bestimmen. Die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren ist bei Variation des Mittelwertes m mit Methodik 2 identisch (Tabelle 3.15). Allerdings ist die Unsicherheit der Skalierungsfaktoren für verschiedene Verkippungsbereiche $\pm\theta$ für alle Simulationen mit $50 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ bis $7 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$ am größten. Wie bei der Referenzsimulation ist die Unsicherheit bei dieser Methodik abhängig von der Probenlänge. Für die Referenzsimulation in Abbildung 3.14 bewegt sich uk_{QPD} im Bereich von $200 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$ bis $300 \text{ fm/rad}_{\text{elec}}$. Im folgenden Kapitel 4 werden die drei Methodiken im Messsystem erprobt.

Tabelle 3.15: Unsicherheit der simulierten Skalierungsfaktoren bei verwendeten Methodiken.

Simulation	Skalierungsfaktor	uk_{QPD} bei Variation $\pm\theta$ 1/rad _{elec}	uk_{QPD} bei Variation m 1/rad _{elec}
Referenz	$k_{\text{QPD1}}, k_{\text{QPD2}}$	20 fm . . . 1 nm	200 fm . . . 100 pm
Methodik 1	k_{QPD}	8 fm . . . 1 nm	200 fm . . . 100 pm
Methodik 2	k_{QPD}	30 fm . . . 5 nm	700 fm . . . 200 pm
Methodik 3	$k_{\text{QPD1}}, k_{\text{QPD2}}$	50 fm . . . 7 nm	700 fm . . . 200 pm

4 Resultate und Auswertung

Mit einem Messsystem lassen sich Experimente an realen physikalischen Objekten durchführen. Je nach dem für welche Messgrößen das System entwickelt wurde, werden Messergebnisse der Teilaufbauten zusammengeführt. Neben der Ermittlung der Messgröße ist auch das Messverhalten entscheidend für den Betrieb des Messsystems. Dies gilt für die CTE-Bestimmung nach Gleichung (1) im Laser-Dilatometer. Die Probenvermessung eines Referenzmaterials trägt zur Charakterisierung des Messsystems bei. In diesem Kapitel 4 werden die am Laser-Dilatometer durchgeführten Charakterisierungsmessungen beschrieben. Die aufgezeichneten Messdaten werden grafisch dargestellt und beurteilt, um die Weiterentwicklung des Messsystems voranzubringen. Dabei werden auch die Simulationsergebnisse aus Kapitel 3 mit einbezogen.

Die Beschreibung der erfolgten Charakterisierungsmessungen sind thematisch gegliedert

4.1	Kippanalyse zur Probenvermessung	64
4.2	Vergleich der Signalaufbereitungen	69
4.3	Bestimmung der Skalierungsfaktoren	71
4.4	Probenvermessung eines Referenzmaterials	78

Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit der messtechnischen Analyse des Kippverhaltens der Materialprobe in der Probenaufnahme. Daran anschließend werden die beiden Signalaufbereitungen mit einander verglichen (Abschnitt 4.2). Die Bestimmung der Skalierungsfaktoren k_{QPD} wird mit den Methodiken aus dem Simulationskapitel im dritten Abschnitt durchgeführt. Den Abschluss dieses Kapitel 4 bildet eine Probenvermessung des Referenzmaterials Silicium.

4.1 Kippanalyse zur Probenvermessung

Durch Ausstattung des Messsystems mit QPDs wird die Verkippungsmessung mittels DWS-Verfahren ermöglicht. Die Ergebnisse in Abbildung 4.1 weisen auf eine Verkippung im Messsystem hin. Die Minima und Maxima treten allerdings nicht zu gleichen Zeitpunkten auf. Zudem ist der zeitliche Abstand bei den DWS-Signalen nicht konstant, wie bei Auftreten der periodischen Längenänderung zu erwarten ist. Die DWS-Signale liefern somit keine verlässlichen Anhaltspunkte zum Systemverhalten.

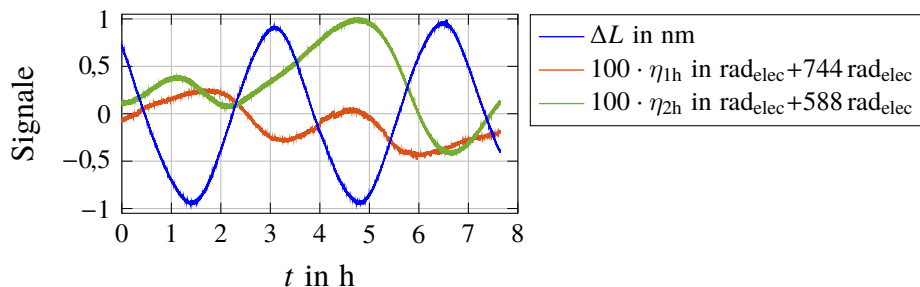


Abbildung 4.1: ΔL - und DWS-Signale weisen abweichende Periodizität über die Messzeit von 7,6 h auf (skalierte Daten aus [37]).

In Zusammenhang mit den simulierten Szenarien (Kapitel 3) beeinflusst die Ursache der Verkipfung maßgeblich die Kopplung in das Signal der Längenänderung und folglich den systematischen Fehler in der CTE-Bestimmung. Zur Identifikation der Ursache der Verkipfung dienen verschiedene Messungen mit der Probenaufnahme in Zusammenhang mit der Materialprobe Zerodur bei $307\text{ K} \pm 2\text{ K}$ sinusförmiger Temperaturvariation mit einer Periodendauer von 5 h. Das Messstrahlenpaar wird jeweils an der gleichen spiegelnden Oberfläche reflektiert. Dadurch kann das Verkippen des Testobjektes als Längenänderung mit SIG_D während der Temperaturvariation ermittelt werden. Die Messreihe beinhaltet die Varianten

- (a) ein Spiegelhalter in der Materialprobe
- (b) ein Klemmspiegelhalter zur Befestigung eines Zerodurspiegels an der Probenendfläche
- (c) Zerodurspiegel, gehalten durch Federmechanismus des Halterings
- (d) Fused Silica Spiegel, aufliegend auf der Probenaufnahme

Abbildung 4.2 (links) zeigt die unterschiedlichen Varianten mit den ermittelten Messwerten (rechts) für ΔT und ΔL über der Messzeit t .

In Variante (a) mit dem Spiegelhalter in der Materialprobe zeigen sowohl ΔL als auch ΔT einen sinusförmigen Verlauf von etwas über vier Perioden. Die Längenänderung weist dabei eine Phasenverschiebung von näherungsweise 180° auf. Die mittleren Spitze-Spitze-Werte betragen dabei 1,7 K für ΔT und 10 nm für ΔL .

Ein ähnliches Ergebnis ergibt sich bei Variante (b) mit dem Klemmspiegelhalter, welcher den Spiegel auf der Probenendfläche festklemmt. Die sinusförmige Temperaturänderung besitzt einen mittleren Spitze-Spitze-Wert von 1,6 K und die Längenänderung von 8,47 nm, wobei auch hier beide Signale um circa 180° phasenverschoben sind.

Für Variante (c) kommt keine Materialprobe zum Einsatz, und der Zerodurspiegel wird im Haltering befestigt. Die Messwerte sind wie in den Varianten zuvor sinusförmig, wobei beide Signale einen linearen Drift aufweisen. Durch Berechnung der mittleren Spitze-Spitze-Werte fällt dieser Drift weg. Es ergeben sich 2 K und 10 nm für Temperatur- und Längenänderung.

Um das Kippverhalten der Probenaufnahme ohne Haltering zu ermitteln, wird in Variante (d) ein Spiegel auf die Probenaufnahme aufgelegt. Die Messwerte zeigen für die Temperaturänderung wie erwartet einen sinusförmigen Verlauf mit einem mittleren Spitze-Spitze-Wert von 1,5 K. Die Längenänderung zeigt keine korrespondierende Periodizität und nur eine Längenänderung im Bereich von $\pm 0,25\text{ nm}$.

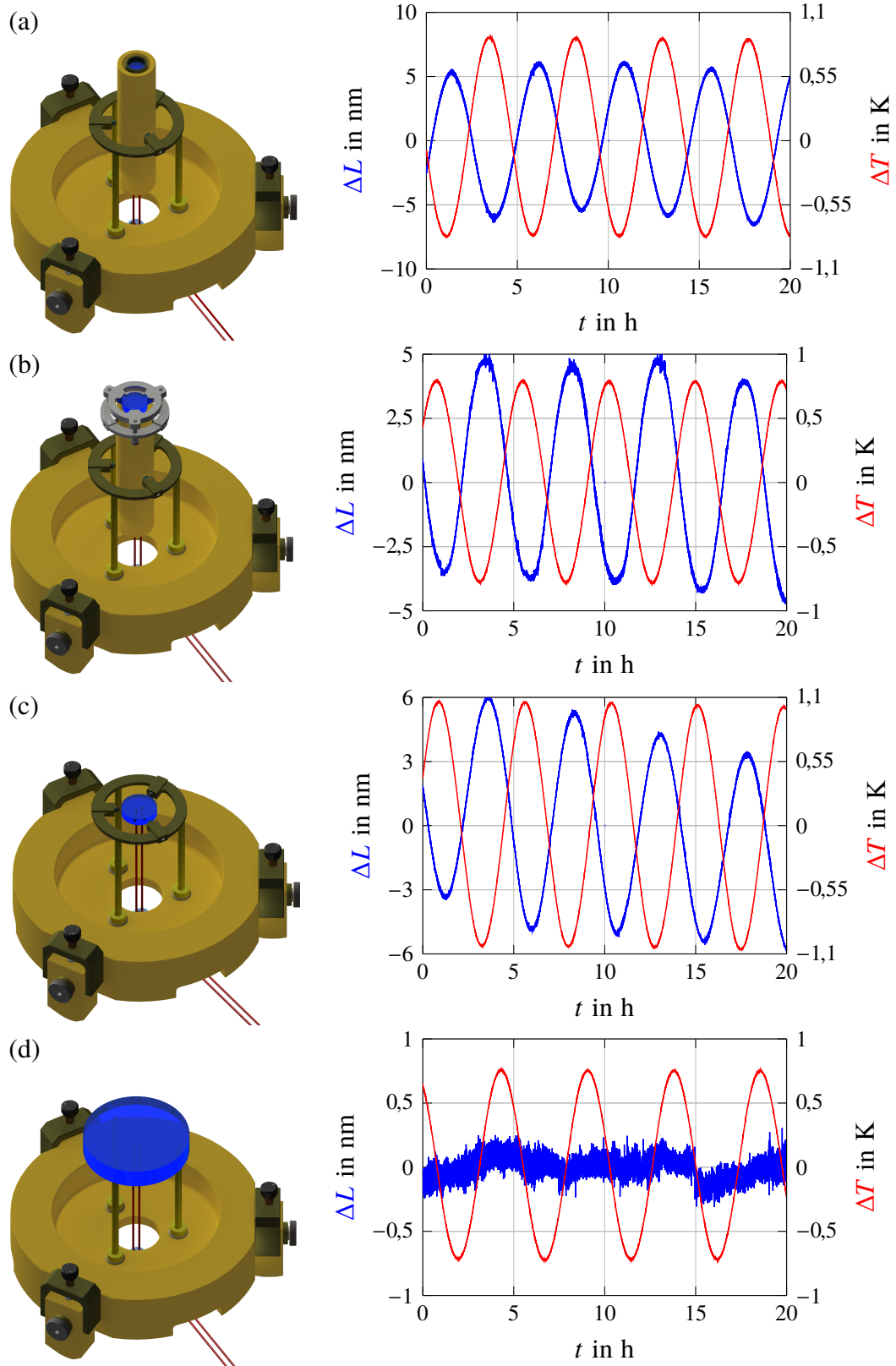


Abbildung 4.2: Untersuchte Kippvarianten (a) bis (d) mit CAD-Darstellung (links, aus [130]) und Messwerte von ΔL und ΔT über die Messzeit t von 20 h bei Anregung von $2 \text{ K} \sin(2\pi/(5h) \cdot t) + 307 \text{ K}$ durch das Heizsystem (rechts).

Trotz gleicher Ansteuerung des Heizsystems ist die Ausprägung der Amplitude von ΔT unterschiedlich. Dies hängt mit den erforderlichen Umbauten für die Varianten (a-d) zusammen, da sich dadurch auch die Einwirkung des Heizsystems auf die jeweiligen Temperatursensoren verändert. Die Temperatursensoren selbst verdecken durch ihre Anbringung einen Teil des Messobjektes; ähnliches gilt für die mechanischen Befestigungsmechanismen. Aus diesem Grund wurde aus den Messergebnissen (a-d) ein Koeffizient $k_{\text{TTL}} = \Delta L / \Delta T$ gebildet, der eine bessere Vergleichbarkeit ermöglicht. Die gemittelten Spitze-Spitze-Werte und Koeffizienten dieser Messreihe sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Die Variante (a), bei der Materialprobe und Spiegelhalter zum Einsatz kommen, liefert den höchsten Koeffizienten mit 5,9 nm/K. Bei Verwendung des Klemmspiegelhalters in (b) ergibt sich ein Koeffizient von 5,3 nm/K. Aus den Messwerten von Variante (c) lässt sich der Koeffizient des Zerodurspiegels im Haltering mit 5 nm/K berechnen. Für den Fused Silica Spiegel auf der Probenaufnahme resultiert die Berechnung des Koeffizienten in 0,3 nm/K. Der Wert von Variante (d) unterscheidet sich näherungsweise um das 18-fache gegenüber den Werten von Variante (a-c). Baulich unterscheiden sich (a-c) von (d) in der Verwendung des Halterings. Daraus lässt sich schließen, dass der Haltering den dominanten Verkipungsbeitrag liefert. Neben der Modellierung und Simulation kann für diese Verkipung ein analytisches Modell hergeleitet werden (Anhang C).

Tabelle 4.3: Mittlere Spitze-Spitze-Werte von ΔL und ΔT der Varianten (a-d) aus Abbildung 4.2 und Kopplungskoeffizienten.

Variante	ΔL in nm	ΔT in K	k_{TTL} in nm/K
(a)	10	1,7	5,9
(b)	8,47	1,6	5,3
(c)	10	2,0	5,0
(d)	0,5	1,5	0,3

Die Schlussfolgerung zur Verkipung wurde auch in Veröffentlichungen [34, 66] präsentiert. Im Hauptteil der Veröffentlichungen wurde zum Beispiel ein $k_{\text{TTL}} = 2,8907$ nm/K für eine CFRP-Probe ermittelt. Dies zeigt auf, dass die TTL-Kopplung für jede Materialprobe beziehungsweise jede Einzelmessung bestimmt werden muss, bei welcher der Haltering zum Einsatz kommt.

Aus der Konstruktion des Halterings ergeben sich zwei mögliche Ursachen für die Verkipfung. Zum einen besteht eine mögliche Ursache in der Durchbiegung des Rings an den nicht gestützten Bereichen. Zum anderen kann die 3-Punkt-Federlagerung eine Verkipfung verursachen. Mit den Schemata in Abbildung 4.4 wird dies für die x - y -Ebene (oben) und y - z -Ebene (unten) gezeigt. In der x - y -Ebene kann es aus dem Initialzustand (links oben) durch Ausgleichswirkungen zu einer Verschiebung der Spiegeloberfläche (rechts oben) kommen. Dagegen kann eine Ausgleichswirkung in y - z -Ebene aus dem Initialzustand (links unten) zu einer Verkipfung der Materialprobe (rechts unten) führen, was wiederum ähnlich einer Durchbiegung ist.

Bei Verwendung des Halterings ist somit eine zeitgleiche Winkelmessung erforderlich. Unter Berücksichtigung der simulierten Szenarien ist auch die Phasenlage der während der Messung zu erwartenden DWS-Signale bereits bekannt.

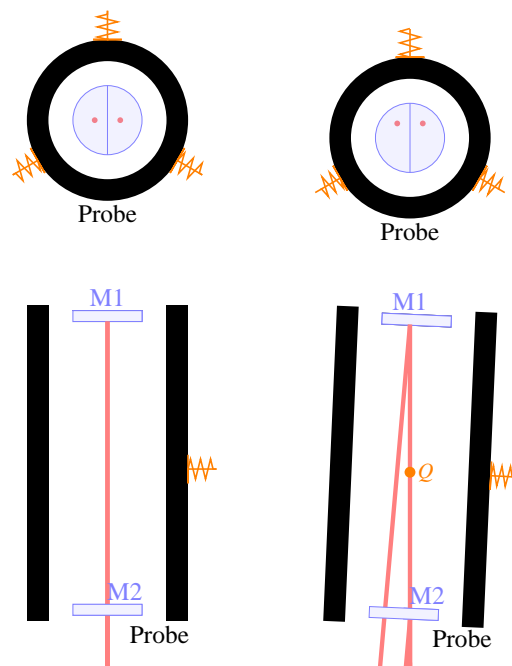


Abbildung 4.4: Schemata zur Probenbewegung mit Probenspiegeln und Laserstrahlen verursacht durch den Haltering mit Federmechanismus (orange) beispielhaft für eine Bewegungsmöglichkeit mit x - y -Ebene (oben) und y - z -Ebene (unten, Q als Drehpunkt) für Initialzustand (links) und verschobenen Zustand (rechts).

4.2 Vergleich der Signalaufbereitungen

Im Messsystem stehen zwei Signalaufbereitungen SIG_A und SIG_D mit den dazugehörigen Phasen- und Intensitätsstabilisierungen zur Verfügung. Wie in Kapitel 2 beschrieben, unterscheiden sie sich hauptsächlich in der Ausprägung der Digitalisierung und der Weiterverarbeitung in den Formelsätzen für Längenänderung und DWS ohne und mit Einbeziehung der Amplitude. Ein Vergleich der beiden Systeme erfolgt über die Bestimmung der Rauschbeiträge mit drei Varianten

- Signalaufbereitung SIG_D mit Gleichungen (2.2) und (2.4)
- Signalaufbereitung SIG_A mit Gleichungen (2.2) und (2.4)
- Signalaufbereitung SIG_A mit Gleichungen (2.3) und (2.5)

in zwei Messungen bei denen jeweils eines der beiden Systeme zum Einsatz kommt. Die Charakterisierung wird auf dem Interferometer-Board durchgeführt. Dazu wird ein zusätzlicher Spiegel platziert, an dem das Messstrahlenpaar reflektiert wird (Abbildung 4.5). Die Messung erfolgt im Vakuum ohne Einsatz des Thermalsystems.

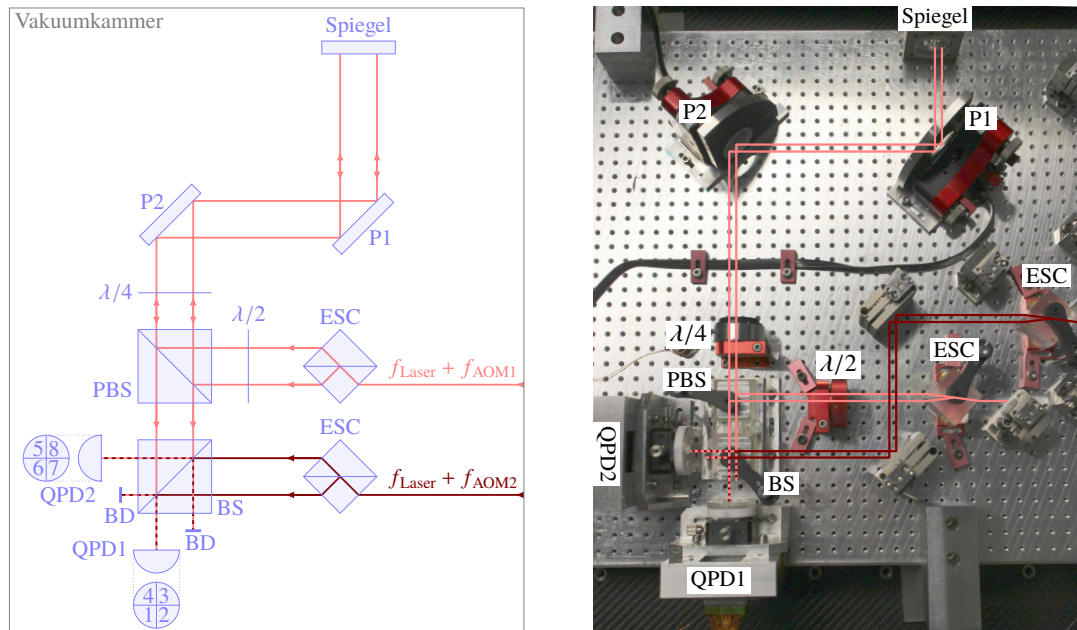


Abbildung 4.5: Schema des Strahlengangs (oben, Überarbeitung von [37]) und optischer Aufbau (unten) für die Rauschmessung.

Um die Messergebnisse vergleichbar zu machen, werden diese in ASDs umgerechnet und über den Frequenzbereich aufgetragen. Abbildung 4.6 zeigt die Ergebnisse von ΔL und η_{2h} , beispielhaft für die vier Verkippungssignale.

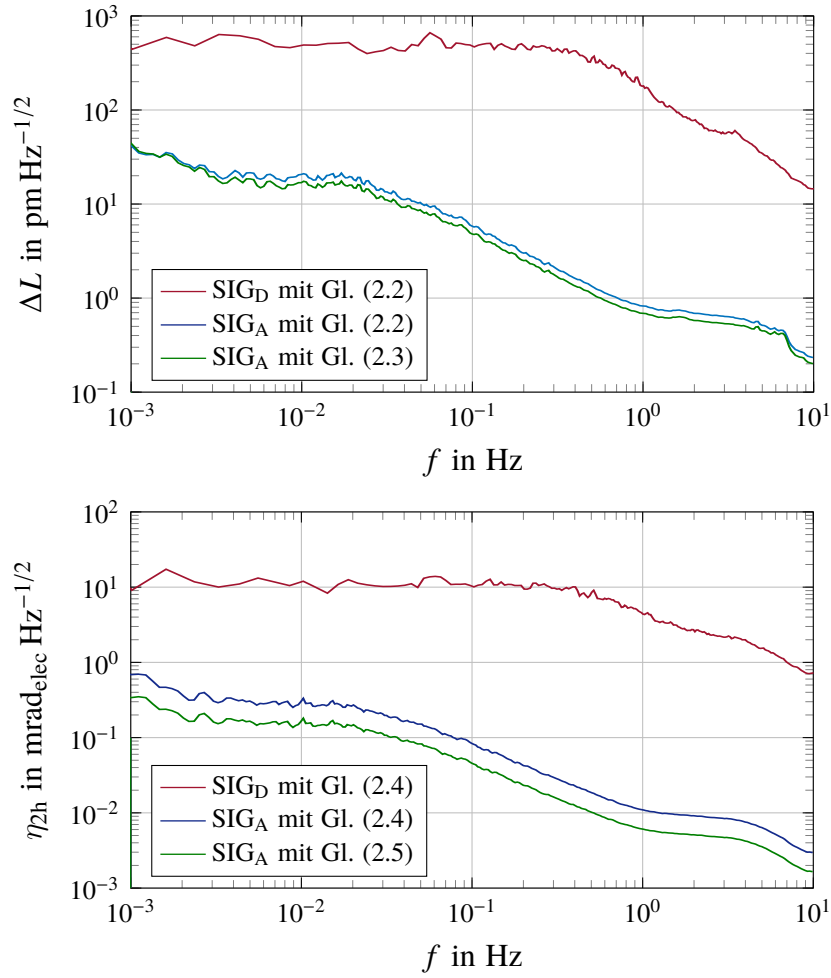


Abbildung 4.6: ASDs der Signalaufbereitungen der drei durchgeführten Messungen mit ΔL (links, Daten aus [38]) und η_{2h} (rechts, skalierte Daten aus [38]).

Die roten Kurven stellen die Rauschbeiträge bei Verwendung von SIG_D mit den Gleichungen (2.2) und (2.4) dar. Erreicht werden $<600 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ für ΔL und $<20 \text{ mrad}_{\text{elec}} \text{Hz}^{-1/2}$ für η_{2h} im Frequenzbereich von 1 mHz bis 10 Hz. Werden die Gleichungen (2.2) und (2.4) auf die Rauschmessung von SIG_A angewendet, ergeben sich geringere Funktionswerte (blau); $40 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ für ΔL und $700 \mu\text{rad}_{\text{elec}} \text{Hz}^{-1/2}$ bei 1 mHz fallend zu höheren Frequenzen. Bei Verwendung der Gleichungen (2.3) und (2.5) ergibt sich eine weitere Verbesserung der Rauschbeiträge, wie die grünen Kurven zeigen; im Falle von η_{2h} sogar um einen Faktor zwei über den gesamten Frequenzbereich.

Durch die Kombination SIG_A mit Gleichungen (2.3) und (2.5) können die Rauschbeiträge der Längenänderungsmessung um den Faktor 15 und der Winkelmessung um den Faktor 57 verbessert werden. Diese Reduktion verbessert die Sensitivität des Messsystems; deswegen wird diese Kombination im Folgenden für die Signalaufbereitung verwendet.

4.3 Bestimmung der Skalierungsfaktoren

Die Nutzbarmachung der DWS-Signale und Messung der TTL-Kopplung ist relevant für die Bestimmung des CTEs. Eine Funktionsprüfung des DWS ist somit erforderlich. Die Signalaufbereitung SIG_D hat in den vorangegangenen Arbeiten [34, 37, 66] zwar gezeigt, dass für Verkippungen von einigen Mikrorad die Funktionalität gegeben ist, aber sie lieferte bei kleineren Verkippungen im Rahmen der CTE-Bestimmung keine verlässlichen Ergebnisse. Zusätzlich folgt aus Abschnitt 4.2, dass mit SIG_A die Rauschbeiträge reduziert werden können. Die DWS-Funktionsprüfung und Bestimmung der Skalierungsfaktoren k_{QPD} wird in diesem Abschnitt 4.3 mit SIG_A sowie den Gleichungen (2.3) und (2.5) durchgeführt.

Es bieten sich im Messsystem drei Methodiken an

4.3.1	Methodik 1: Motorisierter Kippspiegel	71
4.3.2	Methodik 2: Piezo-Spiegel mit festem Spiegel	74
4.3.3	Methodik 3: Piezo-Spiegel mit Materialprobe	76

welche im Rahmen der Simulationen im Abschnitt 3.3 identifiziert wurden. Ein Vergleich der Methodiken beim Einsatz im Messsystem wird in der Zusammenfassung (Abschnitt 4.3.4) gegeben, zusammen mit einem Vergleich zur Simulation.

4.3.1 Methodik 1: Motorisierter Kippspiegel

Zum Einsatz kommt ein motorisierter Spiegel [131] auf dem Proben-Board, an dem das Messstrahlenpaar reflektiert wird (Abbildung 4.7 links Seite 73). Die Ansteuerung des Spiegel-Steuergerätes erfolgt mit einem Signalgenerator [103]. Für die Messung wird angenommen, dass die TTL-Kopplung unabhängig von der Position des Spiegels ist. Wie sich aus Anhang C ergibt, kann die TTL-Kopplung approximiert werden durch

$$\Delta L \simeq d \cdot \theta$$

mit d als Abstand der Messstrahlen und θ dem horizontalen Kippwinkel, welcher zur Längenänderung ΔL führt. Wie die Simulation in Abschnitt 3.3 aufzeigt, befindet sich der gemeinsame Skalierungsfaktor von Methodik 1 jeweils zwischen den beiden Skalierungsfaktoren des Referenz-Szenario. Während der Messung für k_{QPD} sollte dies ebenfalls gelten, da der Drehpunkt des Spiegels nahezu mit dem Drehpunkt des Halterings übereinstimmt. Folglich können die Skalierungsfaktoren, die so bestimmt werden, auch für die Korrektur innerhalb der CTE-Bestimmung eingesetzt werden. Zunächst wird allerdings eine Rauschmessung mit dem motorisierten Spiegel durchgeführt, bei welcher die elektrische Justage des Spiegels im Vakuum über den Analysebereich von 1 mHz konstant gehalten wird. Diese Messung dient als Grundlage für die Bestimmung der Unsicherheitsbeiträge in Gleichung (4.1).

Abbildung 4.7 (rechts) zeigt die ASDs für η_{1h} , η_{2h} und ΔL . Die beiden η -Signale weisen nahezu den gleichen Kurvenverlauf auf. Im Vergleich zu Abbildung 4.6 fällt auf, dass die Rauschbeiträge durch den längeren Strahlweg und den Einsatz des motorisierten Spiegels erhöht sind. Bei 1 mHz liefern die ASDs $100 \text{ nm Hz}^{-1/2}$ für ΔL und $100 \text{ mrad}_{\text{elec}} \text{ Hz}^{-1/2}$ für η_h bei 1 mHz. Dies entspricht einem Faktor von ungefähr 2500 für ΔL und 250 für η_h im Vergleich zum verkürzten Strahlengang.

Die Test- und Kalibrationsmessung beinhaltete die Verkipfung des motorisierten Spiegels bei einer Frequenz von 0,5 Hz über einer Messzeit von 320 s (=6400 Datenpunkte bei 20 Hz Abtastfrequenz). Die Kipp-Amplitude wurde circa alle 55 s erhöht, um den Bereich zu testen und zu kalibrieren. Die Ansteuerung des Spiegels erfolgte auf $5 \mu\text{rad}$, $14 \mu\text{rad}$, $30 \mu\text{rad}$, $50 \mu\text{rad}$, $90 \mu\text{rad}$ und $160 \mu\text{rad}$. Der Winkelfehler des Spiegels ist für die Messung nicht relevant, da die Kalibration auf Amplitudenverhältnissen der interferometrischen Signale beruht. Diese interferometrischen Signale im Zeit- und Frequenzbereich sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Im Zeitbereich zeigen die Messergebnisse von ΔL , η_{1h} und η_{2h} einen sinusförmigen Verlauf. Die Erhöhung der gesteuerten Spiegelamplitude korrespondiert mit der Erhöhung der Messsignal-Amplituden und einer Verringerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der sinusförmigen Signale. Die Messsignale im Zeitbereich treten phasengleich auf, deshalb kann im Frequenzbereich auf die Darstellung der Phase verzichtet werden, und Abbildung 4.8 (rechts) enthält nur die Amplitudendarstellung der FFT. Diese zeigt bei der Anregungsfrequenz 0,5 Hz jeweils ein isoliertes Maximum mit $287,67 \text{ nm}$ für ΔL sowie $365,42 \text{ rad}_{\text{elec}}$ für η_{1h} und $322,23 \text{ rad}_{\text{elec}}$ für η_{2h} .

Mit der Verfahrensweise von Gleichung (2.7), den Ergebnissen aus Abbildung 4.7 (rechts) und Abbildung 4.8 (rechts) werden die Skalierungsfaktoren bestimmt. Dabei ergibt sich

$$k_{\text{QPD}} = \frac{\Delta L}{\eta} \pm \sqrt{\left| \frac{u\Delta L}{\eta} \right|^2 + \left| \frac{\Delta L \cdot u\eta}{(\eta)^2} \right|^2} \quad (4.1a)$$

$$k_{\text{QPD1}} = 787,4 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \pm 0,1 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \quad (4.1b)$$

$$k_{\text{QPD2}} = 892,9 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \pm 0,1 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \quad (4.1c)$$

mit $u\Delta L = 30 \text{ pm}$, $u\eta_{1h} = 40 \mu\text{rad}_{\text{elec}}$ und $u\eta_{2h} = 30 \mu\text{rad}_{\text{elec}}$.

Der Unterschied zwischen den Skalierungsfaktoren ist verursacht durch den konstanten Mittelwert während der Messung, welcher für η_{2h} größer ist als für η_{1h} . Dieser individuelle Mittelwert der QPD wird durch den (initialen) Versatz zwischen den Wellenfronten von Mess- und Referenzstrahl verursacht. Dieser (initiale) Versatz beruht auf einer Abweichung der Parallelität der beiden Messstrahlen und der beiden Referenzstrahlen innerhalb der Paare sowie der Abweichung zwischen den beiden Paaren. Folglich ist k_{QPD} von dieser Miss-Ausrichtung beziehungsweise dem Mittelwert beeinflusst. Simulationen in Abschnitt 3.3 zeigen, dass sich dadurch eine quadratische Abweichung ergibt, ebenso wie durch eine Erhöhung der Kipp-Amplitude. Auf die Ergebnisse in Abschnitt 4.4.2 hat dies keinen signifikanten Einfluss, weshalb ein mittlerer k_{QPD} über die gesamte Messung angegeben wird, statt einzelner k_{QPD} für die einzelnen Bereiche.

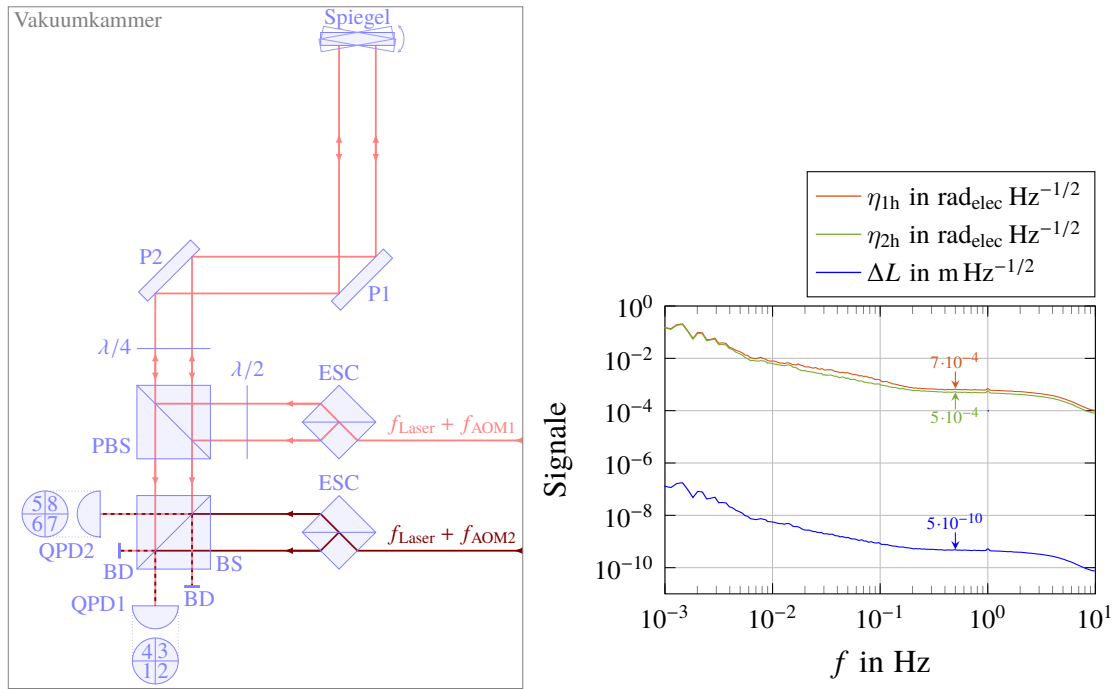


Abbildung 4.7: Verkipfungsmessung mit Schema (links, Überarbeitung von [37]) und ASDs (rechts, Daten aus [38]) zur Methodik 1.

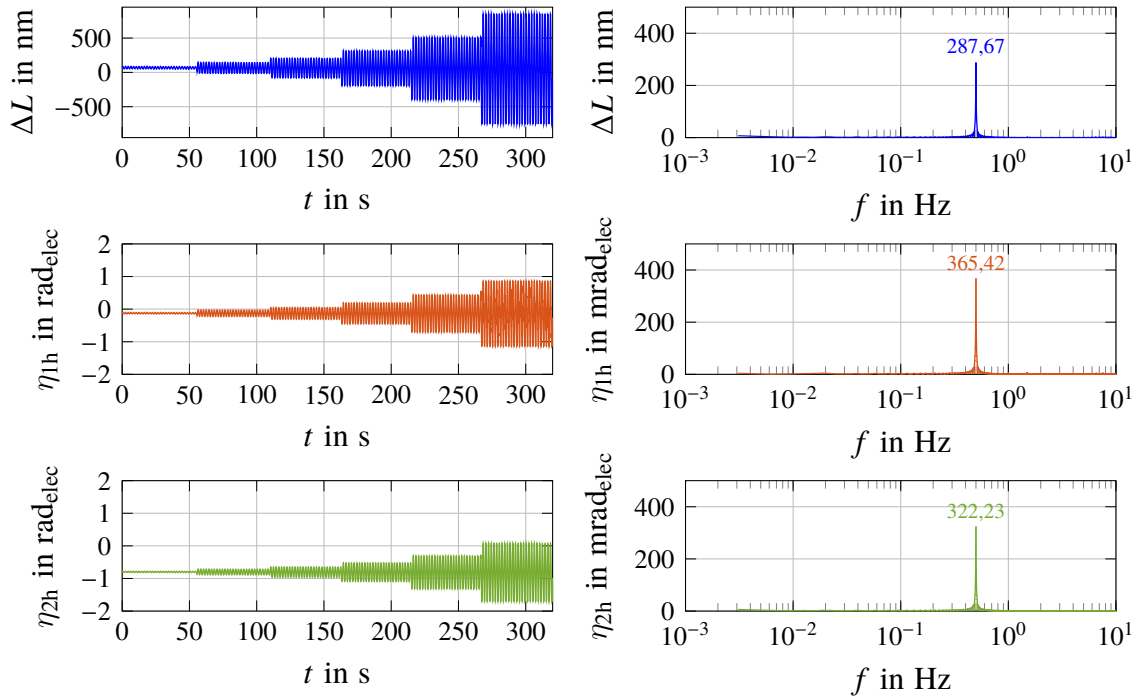


Abbildung 4.8: Messergebnisse bei periodischer Verkipfung mit Methodik 1 für ΔL (oben), η_{1h} (mitte) und η_{2h} (unten) im Zeitbereich (links) und Frequenzbereich (rechts) mit Daten jeweils aus [38].

4.3.2 Methodik 2: Piezo-Spiegel mit festem Spiegel

Ähnlich wie in Abschnitt 4.1 (Variante (c)) wird ein Spiegel auf die Probenaufnahme aufgelegt. Die Verkipfung erfolgt durch den Spiegel P1, welcher über ein LabVIEW-Steuerprogramm angesteuert wird (Abbildung 4.9 links). Die ASDs der Rauschmessung sind in Abbildung 4.9 (rechts) dargestellt und weisen $1 \text{ nm Hz}^{-1/2}$ für ΔL , $5 \text{ mrad}_{\text{elec}} \text{ Hz}^{-1/2}$ für η_{1h} beziehungsweise $6 \text{ mrad}_{\text{elec}} \text{ Hz}^{-1/2}$ für η_{2h} bei 1 mHz auf. Der Unterschied bei η_{1h} und η_{2h} lässt sich auf eine nicht identische Justage des optischen Aufbaus zurückführen. Die ermittelten Rauschcharakteristiken von ΔL , η_{1h} und η_{2h} liegen über denen von Abbildung 4.6 aufgrund des längeren Strahlweges. Allerdings liegen sie unterhalb der Werte von Abbildung 4.7 (rechts), da alle verbauten Elemente starr sind, und keine konstante Versorgung benötigten wie der motorisierte Spiegel in Methodik 1.

Mittels Steuerprogramm kann sowohl die Signalform als auch die Schrittzahl und die Schrittgröße für P1 kommandiert werden. Aufgrund des mechanischen Aufbaus des Spiegels ist die erzielte Schrittgröße bei jedem erfolgten Schritt unterschiedlich (schlechte Wiederholrate) und die resultierende Verkipfung nur durch das Messsystem ermittelbar.

Die Zeitsignale von ΔL , η_{1h} und η_{2h} in Abbildung 4.10 (links) zeigen die durch das Steuerprogramm vorgegebene Periodizität auf. Zusätzlich weisen die Messsignale nicht sinusförmige, aber regelmäßige Störungen auf, die mit den erfolgten Schritten korrelieren. Der ansteigende Signalverlauf hängt mit der Schritt-Wiederholrate des Spiegels zusammen. Die Amplitude der Frequenzbereichsdarstellung in Abbildung 4.10 (rechts) beruht auf dem FFT-Verfahren für die Messzeit von 50 s. Als Amplituden ergeben sich $153,596 \text{ nm}$ für ΔL sowie $141,92 \text{ rad}_{\text{elec}}$ für η_{1h} und $148,3 \text{ rad}_{\text{elec}}$ für η_{2h} bei 0,1 Hz.

Wie bei Methodik 1 dienen die Amplituden zur Berechnung der Skalierungsfaktoren nach Gleichung (4.1a)

$$k_{\text{QPD1}} = 1082,283 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \pm 0,004 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \quad (4.2a)$$

$$k_{\text{QPD2}} = 1036,03 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \pm 0,02 \text{ nm/rad}_{\text{elec}} \quad (4.2b)$$

zusammen mit $u\eta_{1h} = 30 \mu\text{rad}_{\text{elec}}$, $u\eta_{2h} = 200 \mu\text{rad}_{\text{elec}}$ und $u\Delta L = 4 \text{ pm}$ für 1000 Datenpunkte. Die ermittelte Unsicherheit ist 5 bis 25 Mal geringer im Vergleich zu Methodik 1. Allerdings sind die Skalierungsfaktoren aus Methodik 1 selbst bis zu $300 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$ geringer. Eine Überlappung der k_{QPD} aus den Gleichungen (4.1) und (4.2) mittels Unsicherheitsbereichen ist nicht gegeben. Wie in Abbildung 4.10 (links) erkennbar, kommt es durch den ansteigenden Signalverlauf zu einer Verschiebung des Mittelwerts von η_{1h} und η_{2h} ; dementsprechend zu einer Verschiebung auf der DWS-Charakteristik (siehe Abbildung 3.11 und 4.11) mit einer Deformation, die sich in der letzten Periode bereits andeutet. Dies ist ein starker systematischer Fehler neben den unbekannten Unsicherheiten, die ähnlich denen aus Methodik 1 sind.

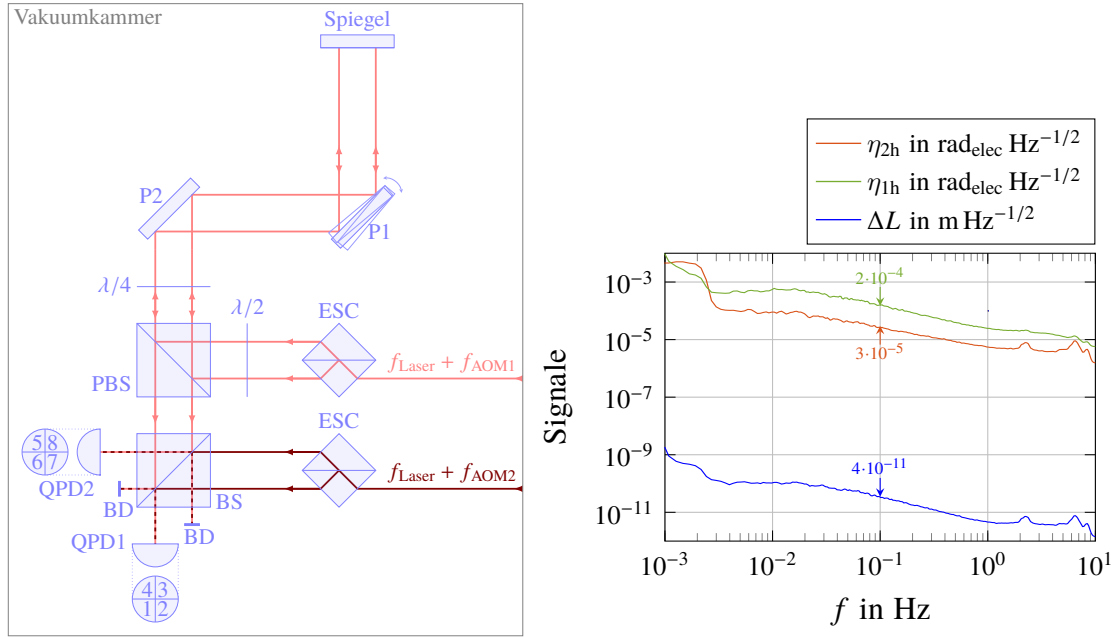


Abbildung 4.9: Verkipfungsmessung mit Schema (links, Überarbeitung von [37]) und ASDs (rechts) zur Methodik 2.

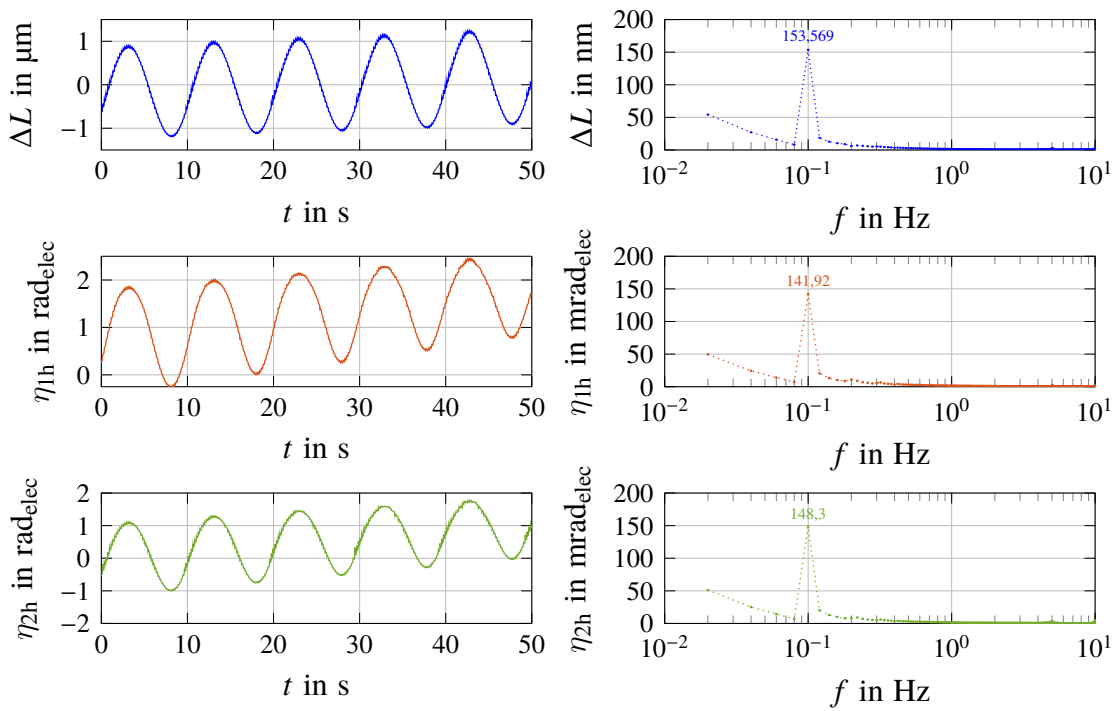


Abbildung 4.10: Messergebnisse bei periodischer Verkipfung mit Methodik 2 für ΔL (oben), η_{1h} (mitte) und η_{2h} (unten) im Zeitbereich (links) und Frequenzbereich (rechts).

4.3.3 Methodik 3: Piezo-Spiegel mit Materialprobe

Bei dieser Methodik ist eine Materialprobe verbaut (hier Silicium), und die Verkippung wird über den Spiegel P1 induziert (Abbildung 4.11 links). Die Simulation zeigt, dass sich diese Methodik für die Bestimmung der Skalierungsfaktoren eignet. Aus dem vorangegangenen Abschnitt mit Methodik 2 folgt aber, dass der Spiegel P1 einen systematischen Fehler erzeugt, welcher die Skalierungsfaktoren verfälscht. Deshalb wird an dieser Stelle auf eine erneute Kalibration in diesem Abschnitt verzichtet und stattdessen der Spiegel P1 für die Bestimmung der DWS-Charakteristik eingesetzt. Dazu wird über das Steuerprogramm eine große Anzahl von Einzelschritten angewiesen. Da, wie bereits beschrieben, die erfolgte Schrittweite nicht konstant ist, können die Signale nur über die Messzeit aufgetragen werden. Wie in Abbildung 4.11 (rechts) gezeigt, verläuft ΔL (oben) über den gesamten Bereich linear. Die beiden DWS-Signale (mitte) weisen den typischen Verlauf einer kumulierten gaußschen Glockenkurve (auch gaußsche Fehlerfunktion) auf, was mit der Strahlbewegung auf der QPD zusammenhängt. Am Anfang und am Ende der Messzeit tritt jeweils ein Sprung bei $\pm 3,14 \text{ rad}_{\text{elec}}$ auf, welcher durch die arctan-Funktion in Gleichung (2.5) verursacht wird. Gleichzeitig sind die gemessenen Amplituden (unten) der jeweiligen QPD sehr gering, welche über die gesamte Messzeit eine gaußsche Glockenkurve nachbilden. Das Maximum der Amplituden tritt zeitlich gekoppelt mit dem Nulldurchgang beider η_h -Signale auf, welche um vier Sekunden versetzt sind. Hervorgerufen wird dies durch die Justage des optischen Aufbaus und die unterschiedlichen Strahlwege, welche durch die Spiegelseparation in der Materialprobe gegeben ist. Dies wird noch durch die Verkippung des Spiegels P1 verstärkt, dessen Rotationszentrum sich nicht mittig zwischen beiden Auftreffpunkten der Messstrahlen befindet und dadurch neben der Rotationsveränderung auch Longitudinalveränderung auftritt. Die Messwerte zeigen zudem die durch Spiegel P1 verursachten Störungen, aber auch den aus der Simulation erwarteten Kurvenverlauf.

4.3.4 Zusammenfassung

Zum Nachweis der DWS-Funktionalität des Messsystems wurden Messungen mit drei Methodiken durchgeführt. Mit Methodik 1 und 2 wurden Skalierungsfaktoren bestimmt. Beide Methodiken haben gemeinsam, dass das Messstrahlenpaar jeweils die gleichen Strahlwege durchläuft und deshalb folgt $k_{\text{QPD1}} = k_{\text{QPD2}}$. Für beide Methodiken ergab sich jeweils eine Abweichung zwischen den beiden Skalierungsfaktoren: bei Methodik 1 von 13% und bei Methodik 2 von 4%. Zwischen den beiden Methodiken liegt der Unterschied bei 37% beziehungsweise 16% für k_{QPD1} und k_{QPD2} . Mit Methodik 3 wurde die DWS-Charakteristik an einer Materialprobe nachgewiesen.

Aus der Simulation von Methodik 1 ergeben sich $k_{\text{QPD1}} = (763,7 \pm 0,2) \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$ und $k_{\text{QPD2}} = (881 \pm 3) \text{ nm/rad}_{\text{elec}}$. Damit beträgt die Abweichung der Absolutwerte 3% für k_{QPD1} und 2% für k_{QPD2} .

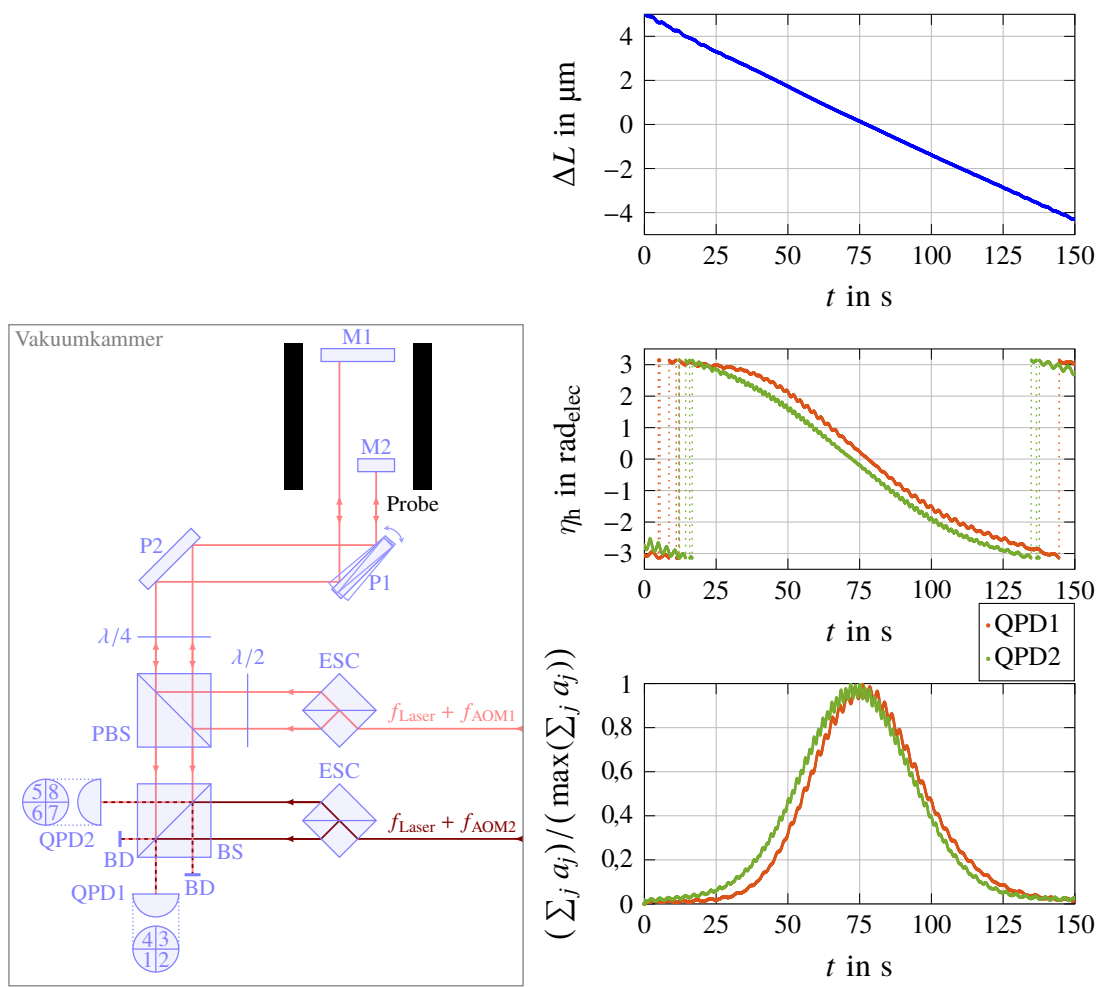


Abbildung 4.11: Verkipfungsmessung der Methodik 3 mit Schema (links, Überarbeitung von [37]) und ΔL (rechts oben), η_{1h} und η_{2h} (rechts mitte) sowie normierte QPD-Amplituden (rechts unten).

Wie in den Simulationen von Abschnitt 3.3 analysiert, zeigt Methodik 2 ebenfalls quadratische Abhängigkeiten von Mittelwert und Verkipfungsbereich wie Methodik 1. Wird Methodik 2 im Messsystem angewendet, kommt es zu einer Änderung des Mittelwertes über die Messzeit. Der lineare Bereich der DWS-Charakteristik wird dabei verlassen. Die Linearitätsannahme für die Bestimmung der Skalierungsfaktoren ist nicht mehr eingehalten (Abbildung 3.11 Seite 59). Dieser systematische Fehler liefert den Beweis, dass Methodik 2 so nicht im Messsystem eingesetzt werden kann und die ermittelten Skalierungsfaktoren nicht vertrauenswürdig sind. Die Werte von Methodik 1 zeigen eine Abweichung von 2% für k_{QPD1} und 17% für k_{QPD2} zur Simulation. Während der Kalibration trat kein Drift auf, weshalb diese Werte im Folgenden verwendet werden.

4.4 Probenvermessung eines Referenzmaterials

Das Messsystem dient zur Bestimmung des CTEs von Materialproben, deshalb wird eine Charakterisierung für ein Referenzmaterial durchgeführt. Wie in Kapitel 1 bereits beschrieben wurde, stehen für Expansionsmessungen verschiedene Referenzmaterialien zur Verfügung. Silicium ist aufgrund seines vergleichsweise geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten besonders geeignet als Referenzmaterial für das Laser-Dilatometer, welches für dimensional stabile Materialien entworfen wurde. Eine Materialprobe aus Silicium wurde speziell für das Messsystem angefertigt, welche einen Außendurchmesser von 28 mm und einen Innendurchmesser von 20 mm besitzt. Weiterführende Unterlagen zur Materialprobe befinden sich in Anhang D. Für die Probenvermessung kommt die Signalaufbereitung SIG_A mit den Gleichungen (2.3) und (2.5) sowie Gleichung (4.1) zum Einsatz. Das Kühlsystem wird zum Erreichen von 285 K eingesetzt zur thermische Entkopplung zwischen Proben-Board und Interferometer-Board.

Dieser Abschnitt der Probenvermessung gliedert sich in

4.4.1	Messung mit konstanter Temperatur	78
4.4.2	Messung bei variabler Temperatur	81
4.4.3	Diskussion zu den Verkippungssignalen	83

wobei zwei Messungen durchgeführt werden. Zunächst erfolgt eine Messung bei konstanter Temperatur zur Bestimmung von L , der Korrektur der Temperatursensoren und der benötigten Rauschbeiträge (Abschnitt 4.4.1). Daran schließt sich eine zweite Messung bei zyklierter Temperatur an, um ΔT , ΔL und β zu erhalten (Abschnitt 4.4.2). Aus den Ergebnissen beider Messungen wird dann der CTE berechnet. Im Anschluss werden die Verkippungssignale in Bezug auf den berechneten CTE in Abschnitt 4.4.3 diskutiert.

4.4.1 Messung mit konstanter Temperatur

Der Betrieb des Messsystems bei konstanter Temperatur ermöglicht die Charakterisierung der Rauschbeiträge von ΔT , β , ΔL , Δf und der Abweichungen der Temperatursensoren der Materialprobe sowie die Bestimmung von L . Die Rauschbeiträge ergeben sich, wie in den Abschnitten 4.2 und 4.3, aus der Darstellung der Messwerte als ASD. Zur Korrektur der Sensorabweichung wird jeweils eine Konstante bestimmt, sodass die Sensorwerte am Ende der Langzeit-Messung in einem Bereich von kleiner 1 mK übereinstimmen.

Die Temperatur kann daraufhin als konstant angesehen werden und die Ausgangslänge L ergibt sich als Abstand zwischen den beiden Probenspiegeln. Zur Bestimmung der Ausgangslänge wird Gleichung (2.6) und die Signalaufbereitung SIG_A verwendet.

Der Messablauf beginnt mit der Parametrisierung des Thermalsystems. Dazu wird für jede CTE-Untersuchungstemperatur die konstante Solltemperatur eingestellt. Nach Erreichen dieser Solltemperatur beginnt die Messwertaufzeichnung. Für die Längenmessung wird die Frequenzstabilisierung deaktiviert und durch einen Signalgenerator [132] ersetzt, welcher die Laserfrequenz variiert.

Um mindestens fünf Perioden zu erhalten, wird eine Messung von 500 Sekunden durchgeführt. Nach Ablauf dieser Messzeit wird die Frequenzstabilisierung am Laser wieder in Funktion gesetzt. Die im weiteren Verlauf aufgezeichneten Messwerte dienen für die Bestimmung der Rauschbeiträge und Auftragung als ASD (Abbildung 4.14). Dabei beträgt die Messzeit circa 14 h, um Frequenzen bis 10^{-5} Hz abzudecken.

Die Temperaturmesswerte sind in Abbildung 4.12 (links) dargestellt. Die Sensorunsicherheit beträgt $uT = 0,1 + 0,0017|T + 273,15 \text{ K}|$ entsprechend dem Sensordatenblatt [133]. Die Abweichung auf der y-Achse der Messwertdarstellung ist kleiner 20 mK. Dies ermöglicht es, einen Sensor als Bezugswert festzulegen, auf den die anderen beiden Sensoren korrigiert werden. Die Korrekturwerte für die Temperatursensoren werden so bestimmt, dass $k_{T_{\text{Probe1}}} = -6 \text{ mK}$ und $k_{T_{\text{Probe3}}} = +10 \text{ mK}$, da der Sensorwert von T_{Probe2} zwischen den beiden anderen Sensorwerten liegt. Die Abweichung nach der Korrektur beträgt, wie Abbildung 4.12 (rechts unten) verdeutlicht, maximal 2 mK. Um die Proben-temperatur zu erhalten, werden diese korrigierten Messwerte gemittelt und man erhält $T = 285,3 \text{ K} \pm 0,1 \text{ K}$. Die dominierende Unsicherheit bleibt weiterhin die Sensorunsicherheit mit $uT = 0,1 + 0,0017|T + 273,15 \text{ K}|$.

Die Wellenfronten der Strahlen werden während der Messung nicht physikalisch verkippt. Somit sind TTL-Signale für die Berechnung der Ausgangslänge nicht relevant sondern nur die Messwerte von ΔL und f (Abbildung 4.13). Die TTL-Signale werden im Abschnitt 4.4.3 diskutiert. Mittels FFT-Verfahren erhält man für die Frequenzänderung 1,5791 GHz, welches zu einer Längenänderung von 293,45 nm führt. Mit der mittleren Laserfrequenz von $f = 281,6269 \text{ THz}$ und Gleichung (2.6) ergibt sich die Ausgangslänge mit Unsicherheit als

$$L = f \cdot \frac{\Delta L}{\Delta f} \pm \sqrt{\left| \frac{f \cdot u\Delta L}{\Delta f} \right|^2 + \left| \frac{f \cdot \Delta L \cdot u\Delta f}{(\Delta f)^2} \right|^2 + \left| \frac{\Delta L \cdot u f}{\Delta f} \right|^2} \\ = 52,334 \text{ mm} \pm 0,007 \text{ mm} . \quad (4.3)$$

Verwendet werden zudem $u f = 600 \text{ MHz}$ aus Datenblatt [120] sowie $u\Delta f = 40 \text{ kHz}$ und $u\Delta L = 40 \text{ pm}$ (Gleichung (2.7) für 10 000 Datenpunkte und Abbildung 4.14). Die ASDs bei 1 mHz erlauben zusätzlich einen Vergleich zu den vorangegangenen gleichartigen Darstellungen; $9 \text{ nm Hz}^{-1/2}$ für ΔL und $26 \text{ nm Hz}^{-1/2} / (892,9 \text{ nm/rad}_{\text{elec}}) \approx 30 \text{ mrad}_{\text{elec}} \text{ Hz}^{-1/2}$, also jeweils höher als Abbildung 4.9 (rechts) verursacht durch Materialprobe und Kühlsystem. Das Kühlsystem verursacht zudem die Gruppe von dominanten Signalen bis 100 mHz. Die ASD der Temperaturänderung weist in diesem Bereich eine geräteinterne Filterung auf.

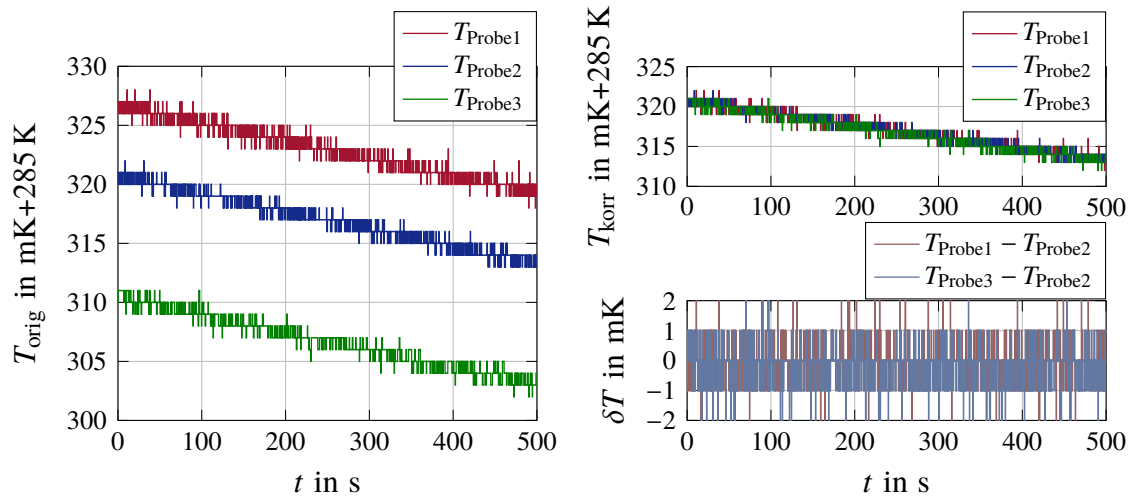


Abbildung 4.12: Sensormesswerte der drei Pt100 an der Materialprobe unkorrigiert (links), korrigiert (rechts oben) und Abweichung nach Korrektur (rechts unten).

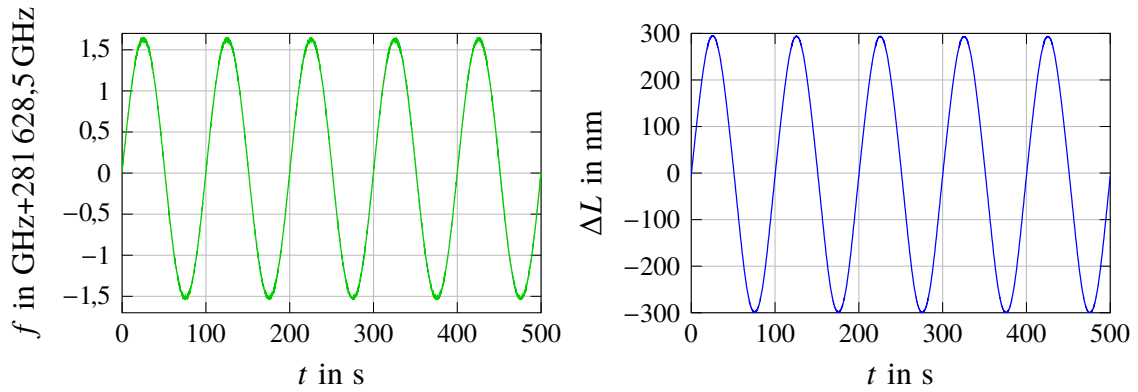


Abbildung 4.13: Messwerte der Frequenz (links) und induzierte Längenänderung (rechts) jeweils aus [38]. Über die Messzeit von 500 s ergibt sich für beide Messgrößen ein sinusförmiger Verlauf mit 5 Perioden, die zudem phasengleich sind.

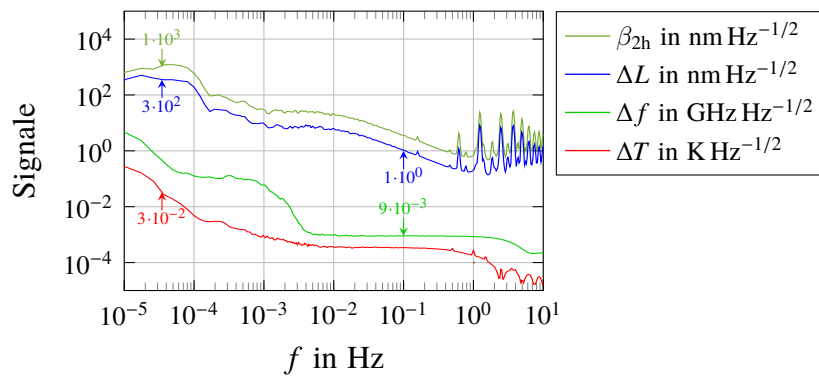


Abbildung 4.14: ASDs für die Unsicherheitsbestimmung innerhalb der CTE-Berechnung auch aus [38].

4.4.2 Messung bei variabler Temperatur

Durch das Thermalsystem können auch Temperaturprofile in die Materialprobe induziert werden. Dadurch ergibt sich eine Temperatur-induzierte Längenänderung, welche zur Berechnung des CTEs nach Gleichung (1) erforderlich ist. Als Temperaturänderung werden sinusförmige Verläufe verwendet. Deren Amplitude und Periodendauer sind so ausgewählt, dass sich eine homogene Temperaturverteilung in der Materialprobe einstellt, welche einem konstanten Gleichgewichtszustand nahekkommt.

Wie Abbildung 4.15 zeigt, weisen sowohl die Temperatur als auch die Längenänderung eine Periodendauer von 8 h auf, was einer Frequenz von $34,72 \mu\text{Hz}$ entspricht. Während der Messzeit von fünf Perioden ist die gemittelte Temperatur über die Probensensoren $T = 285,3 \text{ K} \pm 0,1 \text{ K}$. Das FFT-Verfahren liefert $\Delta T = 2,04742 \text{ K} \pm 80 \mu\text{K}$ und $\Delta L = 285 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$. Mit Gleichung (1) und der Unsicherheitsbetrachtung ergibt sich

$$\alpha = \frac{1}{L} \cdot \frac{\Delta L}{\Delta T} \pm \sqrt{\left| \frac{\Delta L \cdot uL}{(L)^2 \cdot \Delta T} \right|^2 + \left| \frac{u\Delta L}{L \cdot \Delta T} \right|^2 + \left| \frac{\Delta L \cdot u\Delta T}{L \cdot (\Delta T)^2} \right|^2}$$

$$= (2,656 \pm 0,008) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} . \quad (4.4)$$

Zum Referenzwert des Artikels [44] $\alpha = (2,485 \pm 0,004) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ergibt sich eine Abweichung von 7% und auch keine Übereinstimmung mit anderen Publikationen (zum Beispiel Veröffentlichung [43]: $\alpha = (2,482 \pm 0,006) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, [134]: $\alpha = (2,48 \pm 0,01) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Eine Abweichung ist zu erwarten, da bisher die TTL-Kopplung unberücksichtigt ist.

Wie in Abschnitt 3.2 mit der Simulation gezeigt, kann die TTL-Kopplung einen signifikanten Effekt auf die ΔL -Messung und folglich auf die CTE-Bestimmung haben. Die DWS-Signale müssen mit einbezogen werden. Abbildung 4.16 zeigt die horizontalen Verkippungssignale beider QPDs, die zu der Messung aus Abbildung 4.15 gehören. Das Verkippungssignal von QPD1 weist einen 8-h-periodischen Verlauf auf; dennoch sind weitere Periodizitäten sichtbar. Aufgrund dieser Auffälligkeit werden die Daten nicht weiterverwendet, aber im folgenden Abschnitt 4.4.3 diskutiert. Das Verkippungssignal von QPD2 zeigt dagegen einen deutlichen sinusförmigen Verlauf, welcher mit dem Temperatur- und Längenänderungssignal korrespondiert. Mit dem FFT-Verfahren ergibt sich eine Amplitude von $19 \text{ nm} \pm 3 \text{ nm}$. Beim Vergleich der experimentellen Ergebnisse (Abbildung 4.15 und 4.16) mit den Simulationsergebnissen in Abschnitt 3.2 ist nicht eindeutig, welches Szenario während der Messung eintrat, da β_{1h} einen abnormalen Signalverlauf aufweist. Szenarien B und E sind deshalb mögliche Kandidaten, da β_{2h} das gleiche Vorzeichen wie ΔT und ΔL aufweist. Im Szenario B tritt aber eine wesentlich stärkere TTL-Kopplung durch Eigenbewegung der Probenspiegel auf. Folglich wäre die CTE-Abweichung größer als 7%. Die TTL-Kopplung beeinflusst aber den CTE nur wenig, weshalb Szenario E wahrscheinlicher ist und die Annahmen zusätzlich durch die Messungen in Abschnitt 4.1 zum Kippverhalten unterstützt wird. Eine Mittelung der DWS-Signale, wie sie in der

Simulation als folgerichtig erscheint, kann aufgrund des Signalverlaufs von β_{1h} nicht angewendet werden. Die Korrektur der TTL-Kopplung mit Annahme zum Kippverhalten verwendet ausschließlich die Subtraktion von ΔL und β_{2h} . Die CTE-Berechnung erfolgt mit

$$\alpha = \frac{\Delta L - \beta_{2h}}{L \cdot \Delta T} \pm \sqrt{\left| \frac{(\Delta L - \beta_{2h})uL}{(L)^2 \cdot \Delta T} \right|^2 + \left| \frac{u\Delta L}{L \cdot \Delta T} \right|^2 + \left| \frac{(\Delta L - \beta_{2h})u\Delta T}{L \cdot (\Delta T)^2} \right|^2 + \left| \frac{\beta_{2h} \cdot uk_{QPD2}}{k_{QPD2} \cdot L \cdot \Delta T} \right|^2 + \left| \frac{u\beta_{2h}}{L \cdot \Delta T} \right|^2}$$

$$= (2,48 \pm 0,03) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} . \quad (4.5)$$

Die Unsicherheit des CTEs ist 3,75-mal höher als in Gleichung (4.4). Dies beruht hauptsächlich auf $u\beta_{2h}$. Durch Korrektur des systematischen Fehlers der TTL-Kopplung kann die Abweichung zum Referenzwert $2,485 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ auf unter 1% reduziert werden.

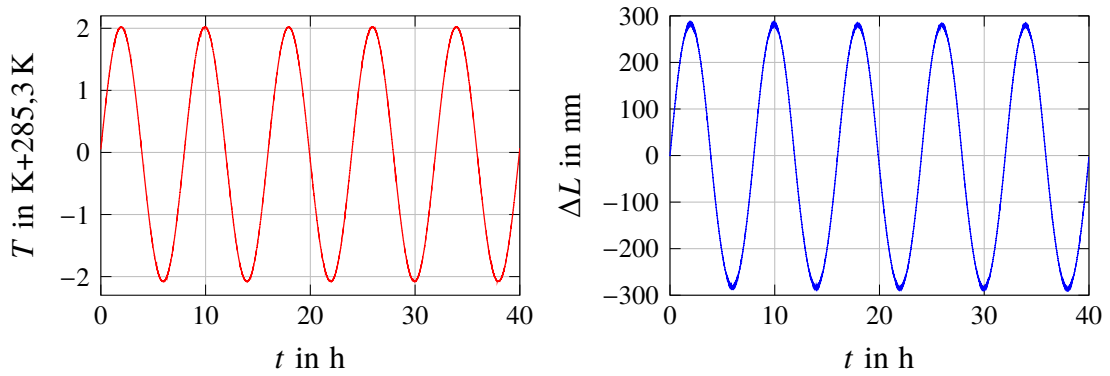


Abbildung 4.15: Messwerte der Temperatur (links) und induzierten Längenänderung (rechts) über die Messzeit von 40 h jeweils aus [38]. Für beide Messgrößen ergeben sich sinusförmiger Verläufe mit 5 Perioden, die zudem phasengleich sind.

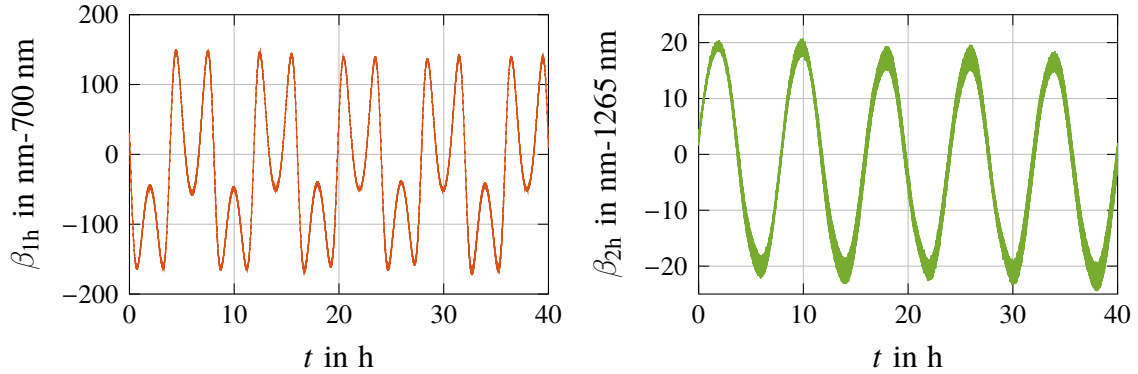


Abbildung 4.16: Horizontale β -Messwerte bei sinusförmiger Temperaturvariation für QPD1 (links) und QPD2 (rechts) über die Messzeit von 40 h jeweils aus [38] zeitgleich zu Abbildung 4.15. Für QPD1 weist das β_{1h} -Signal neben der Periodendauer von 8 h noch weitere dominante Periodizitäten auf. Dagegen zeigt β_{2h} einen dominanten 8-h-periodischen Verlauf.

4.4.3 Diskussion zu den Verkipfungssignalen

Im vorangegangenen Abschnitt 4.4.2 wurde der CTE ohne und mit Korrektur der TTL-Kopplung berechnet. Hierbei erlaubt der korrigierte CTE-Wert aus Gleichung (4.5) eine weiterführende Diskussion zu den simulierten Szenarien aus Abschnitt 3.2 und den Effekten, die bei β_{1h} auftreten.

Das Ergebnis aus Gleichung (4.5) zeigt, dass der Idealfall des Szenarios A im Messsystem nicht eintritt, da eine Korrektur des Messwertes mit β_{2h} dazu führte, dass sich die CTE-Abweichung zum Referenzwert verringerte. Das Szenario B mit einer Eigenbewegung der Probenspiegel wäre möglich, da eine TTL-Kopplung besteht. Allerdings weist der Wert der Simulation auf eine TTL-Kopplung von 3% zum Idealfall auf, welche zu einer CTE-Abweichung von 210% vom Referenzwert führt. Das Ergebnis von Gleichung (4.4) weist aber keine so starke Abweichung auf, woraus geschlossen werden kann, dass Szenario B so nicht eintritt. Eine Verkrümmung der Materialprobe, wie in Szenario C, kann nicht ausgeschlossen werden, da eine TTL-Kopplung entsprechend der Simulation nur geringen Einfluss auf den CTE besitzt. Zur Vermeidung des Szenarios D wurde der 45°-Spiegel unter der Materialprobe ersetzt. Das Szenario E weist eine TTL-Kopplung von 1% zum Idealfall auf und wird zu dem durch die Messungen in Abschnitt 4.1 gestützt. Aus diesem Grund erfolgt die Korrektur auf Basis dieser Simulationserkenntnisse. Die vertikale Verkipfung des Szenarios F tritt nicht im Messsystem auf, sondern die Messwerte besitzen Ähnlichkeit mit Szenario G, bei dem horizontale und vertikale Verkipfung auftritt. Abbildung 4.17 stellt die vertikalen β -Signale dar. Bei β_{1v} (links) zeigen sich neben der Periodendauer von 8 h zusätzlich dominante harmonische Anteile. Dagegen weist β_{2v} die thermisch-induzierte Periodendauer von 8 h und das Grundrauschen des Kühlsystems auf. Beide Signale zeigen einen deutlicheren linearen Drift als die β_h -Signale auf, da auch die Signalamplituden der β_{2v} im Verhältnis zu diesem Verkipfungsprozess geringer sind. Dieser Drift weist grundsätzlich auf eine zeitliche Veränderung der Wellenfront hin. Die ermittelte vertikale Verkipfung muss derzeit nicht in der CTE-Berechnung berücksichtigt werden. Wie Szenario G gezeigt hat, trägt die TTL-Kopplung im Pikometer-Bereich bei und ist somit wesentlich geringer als die Messunsicherheit von 3 nm.

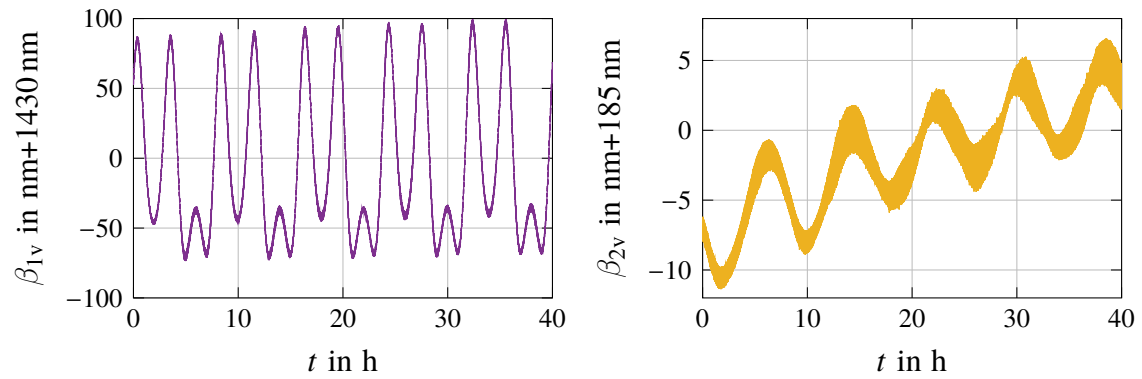


Abbildung 4.17: Vertikale β -Messwerte bei sinusförmiger Temperaturvariation für QPD1 (links) und QPD2 (rechts) über die Messzeit von 40 h zeitgleich zu Abbildung 4.15. Für QPD1 weist das β_{1v} -Signal neben der Periodendauer von 8 h noch weitere dominante Periodizitäten auf. Dagegen zeigt β_{2v} einen dominanten 8-h-periodischen Verlauf.

Die Messsignale β_{1h} und β_{1v} bei variabler Temperatur weisen in Abbildung 4.16 und 4.17 (jeweils links) eine dominante Periodizität von 8 h und 4 h auf; dagegen β_{2h} und β_{2v} nur die erwartete Periodizität von 8 h (Teilabbildungen rechts). Die Periodizitätseffekte sind an die QPD gekoppelt, deshalb wird die Analyse auf die horizontalen Verkippungssignale beschränkt. Das FFT-Amplitudenspektrum in Abbildung 4.18 zeigt, dass weitere harmonische Frequenzen beziehungsweise Periodizitäten in beiden Signalen vorhanden sind. Allerdings besitzt bei β_{1h} der Frequenzanteil von $2 \cdot 34,72 \mu\text{Hz}$ eine Amplitude von 38 nm und der Frequenzanteil $3 \cdot 34,72 \mu\text{Hz}$ eine Amplitude von 98 nm. Zudem sind weitere harmonische Frequenzanteile sichtbar. Bei β_{2h} betragen die Amplituden nur 2% der dominanten Amplitude bei Anregungsfrequenz ($2 \cdot 34,72 \mu\text{Hz}$: 430 pm, $3 \cdot 34,72 \mu\text{Hz}$: 580 pm). Aufgrund der Achsenskalierung sind ab 1 Hz die Frequenzanteile sichtbar, welche durch das Kühlsystem verursacht werden.

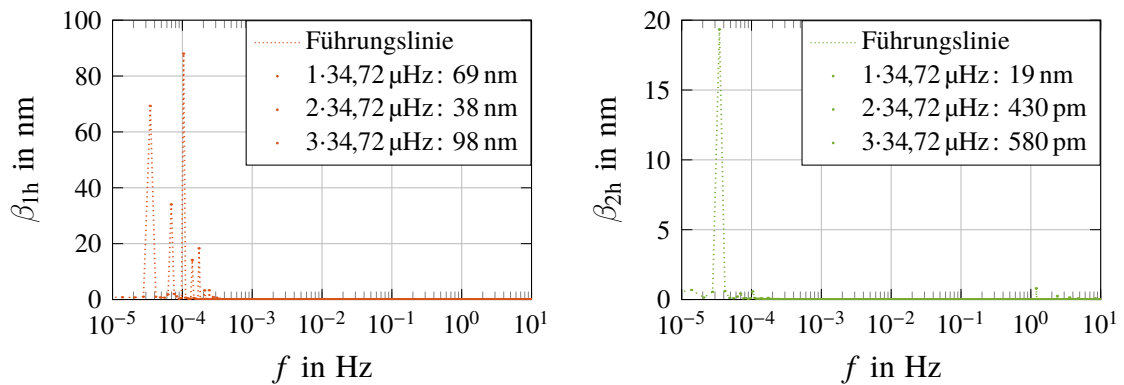


Abbildung 4.18: FFT-Amplitudenspektrum der Messwerte aus Abbildung 4.16. Das TTL-Signal β_{1h} (links) weist mehr als drei dominante Frequenzen auf. Das Amplitudenspektrum von β_{2h} (rechts) beinhaltet eine dominante Frequenz.

Für eine dominante Ausprägung von dominanten höher-harmonischen Frequenzanteilen bei Verwendung der Materialprobe lassen sich zwei Hypothesen aufstellen:

- (a) Der Strahl wird beim Passieren der optischen Elemente deformiert (clipping).
- (b) Zwischen zwei (oder mehr) Flächen optischer Elemente bildet sich ein Resonator aus.

Zur Verdeutlichung zeigt Abbildung 4.19 eine schematische Darstellung.

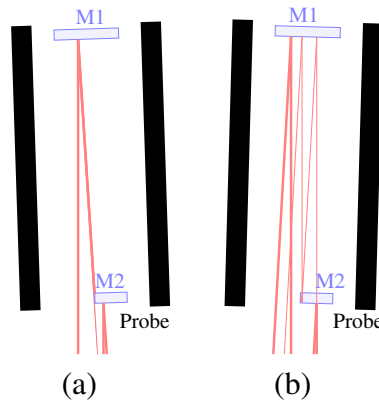


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung zu den Hypothesen (a) und (b). Bei (a) wird ein Teil des reflektierten Strahls von M1 durch M2 blockiert. Bei (b) wird ein Teil des Messstrahls bei M2 transmittiert, gelangt zu M1, und wird dort zusammen mit dem eigentlichen Messstrahl reflektiert. Je nach Verkippung der Materialprobe pendelt der zusätzliche Strahl mehrfach zwischen M2 und M1 hin- und her, bevor er die Materialprobe mit dem eigentlichen M1-Messstrahl verlässt und zum Interferometer gelangt.

Für die Hypothese (a) lässt sich argumentieren, dass der Messstrahl zum Probenspiegel M1 den Probenspiegel M2 ungestört passiert. Das Messsignal β_{2h} weist daher keine dominanten höher-harmonischen Frequenzanteile auf. Allerdings besteht die Möglichkeit, dass der Messstrahl nach der Reflexion an M1 durch den Probenspiegel M2 deformiert wird, da dieser sich durch die Verkippung der Materialprobe im Strahlweg befindet. Die Annahmen zu dieser Hypothese werden dadurch gestützt, dass der Bereich zum Passieren von M2 nur die Größe eines Halbkreises von 11 mm an der geraden Seite und einem Radius von 5,5 mm besitzt für einen Messstrahl mit einem verdoppelten Durchmesser von circa 5 mm und einer sich kippenden Materialprobe. Dieser Bereich innerhalb der Materialprobe ist der mit der geringsten Fläche innerhalb des Messsystems und folglich mit der höchsten Wahrscheinlichkeit für eine Strahl-Deformation.

Die Hypothese (b) wird gestützt durch die TTL-Zeitsignale, bei denen die Frequenz variiert und die Temperatur konstant gehalten wird (Abschnitt 4.4.1). Vergleicht man das Zeitsignal von β_{1h} in Abbildung 4.20 (links oben) mit dem aus Abbildung 4.16 (links), zeigt sich eine Ähnlichkeit bezüglich der angeregten Periodizitäten. Das Zeitsignal von β_{2h} (rechts) weist in beiden Abbildungen eine Dominanz zur angeregten Periodizität auf.

Das FFT-Amplitudenspektrum von β_{1h} (unten links) zeigt, dass neben der Amplitude bei Anregungsfrequenz 10 mHz eine zweite Amplitude bei $2 \cdot 10$ mHz und eine dritte Amplitude bei $3 \cdot 10$ mHz auftritt, welche die Amplitude bei Anregungsfrequenz noch übersteigt. Dies ist auch bei Abbildung 4.18 (links unten) der Fall. Die Amplitude bei $3 \cdot 10$ mHz ist hier circa 1,5-mal größer als 1 $\cdot 10$ mHz. Bei Variation der Laserfrequenz treten noch weitere harmonische Frequenzanteile von 10 mHz auf. Darüber hinaus sind die Frequenzanteile des Kühlsystems ab 1 Hz erkennbar. Die Amplituden dieser Frequenzanteile sind nur 1/10 so groß wie die Amplitude der Anregungsfrequenz. Diese weiteren Frequenzanteile sind im β_{2h} -Signal (Abbildung 4.20 rechts unten) deutlicher sichtbar aufgrund der Verhältnisse der Signalamplituden zu einander. Wie auch in Abbildung 4.18 (rechts) sind die Signalamplituden der Vielfachen der Anregungsfrequenz jeweils geringer als die Amplitude bei Anregungsfrequenz. Zudem überlagern sie sich mit den Frequenz-Vielfachen des Kühlssystems. Die Abbildung 4.20 (rechts unten) zeigt somit die Systemcharakteristik des Interferometers auf.

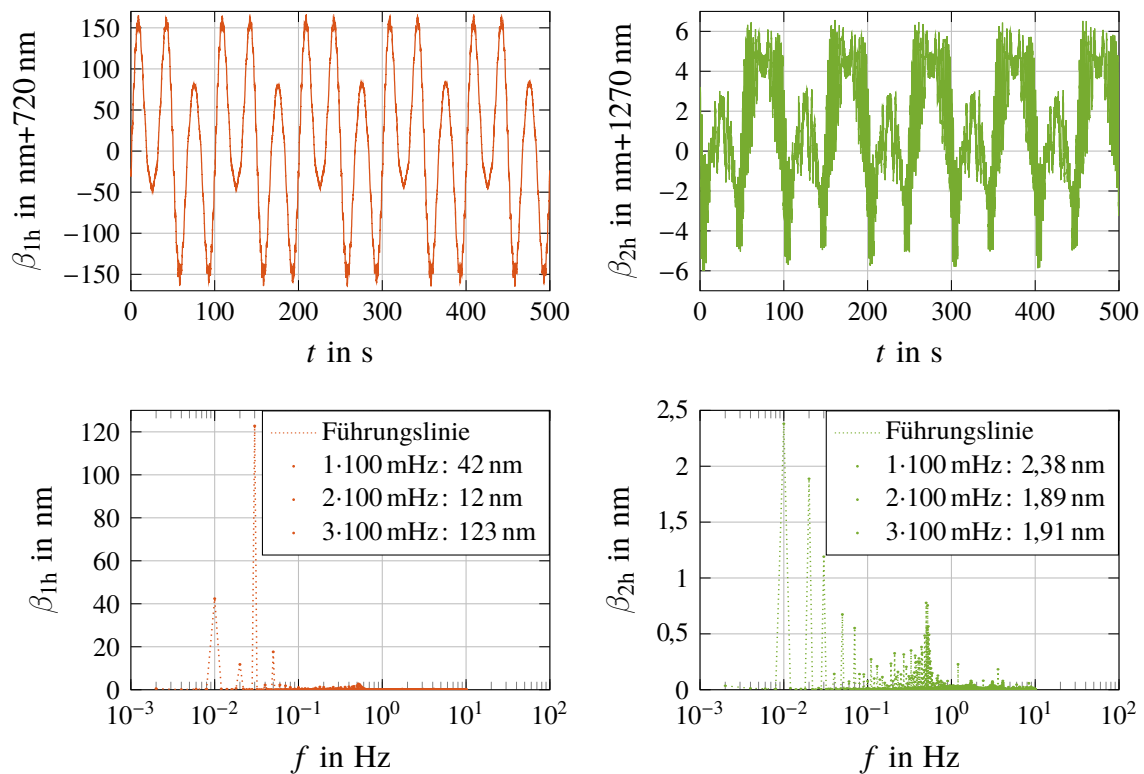


Abbildung 4.20: Messwerte von β_{1h} (links) und β_{2h} (rechts) bei variabler Frequenz und konstanter Temperatur von 285,3 K mit Zeitsignal (oben) und FFT-Amplitudenspektrum (unten).

Die dominante Periodizitätseigenschaft tritt bei β_{1h} sowohl bei Variation der Frequenz als auch bei Variation der Temperatur bei gleichzeitigem Konstanthalten der jeweils anderen Größe auf. Dies lässt darauf schließen, dass nicht der gesamte Messstrahl an M2 reflektiert wird. Ein Strahlanteil wird von M2 transmittiert. Dieser transmittierte Strahl wird darauffolgend mehrfach zwischen M1 und der Rückseite von M2 hin und her reflektiert, wie in einem optischen Resonator, auch genannt Etalon. Dieser Etalon-Effekt überlagert sich mit dem zum Probenspiegel M1 gehörenden Messstrahl und erzeugt die Kurvenform von β_{1h} in Abbildung 4.20. Durch die Überlagerung steigt die Amplitude im Vergleich zu β_{2h} .

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Charakterisierung dimensional hochstabiler Materialien erfordert den Einsatz geeigneter Messsysteme. Zur Bestimmung des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (CTE) solcher Materialien wurde das Laser-Dilatometer im Rahmen dieser vorliegenden Dissertation weiterentwickelt. Hauptziel war es, die verkippungsinduzierte Längenänderung (TTL) auf die CTE-Berechnung zu analysieren und zu korrigieren.

Zur Analyse wurde eine softwaregestützte Modellierung des Interferometers als Bestandteil des Dilatometer-Messsystem vorgenommen. Durch Einsatz der Software-Bibliothek IfoCAD konnten nicht nur die TTL-Kopplung der Materialprobe in verschiedenen Szenarien analysiert werden, sondern darüber hinaus auch Methodiken zur Kalibration der Winkelmessung untersucht werden. Die Modellierung wurde gestützt von Charakterisierungsmessungen des Laser-Dilatometers im Besonderen bezüglich des Kippverhaltens. Durch diese Messungen wurde aufgezeigt, dass ein dominantes Kippverhalten im Messsystem vorliegt. Darüber hinaus ermöglichte die numerische Simulation, die nicht-dominanten Effekte sichtbar zu machen. Weitere Charakterisierungsmessungen dienten zum Abgleich zwischen Simulation und Messsystem in Hinblick auf die Kalibration der Winkelmessung. Dabei wurde deutlich, dass die in der Simulation identifizierten Methodiken im Messsystem auf eine Methodik reduziert werden kann.

Die Winkelmessung ist ein wichtiger Bestandteil des Messprinzips des Interferometers. Aus diesem Grund wurden sowohl mechanische Umbauten am optischen Aufbau vorgenommen als auch die Messwert-Digitalisierung überarbeitet. Ersteres ergab sich auf Basis der Simulation, die für den 45° -Spiegel unter der Materialprobe eine relevante Kopplung aufzeigte. Diese und weitere Klebeverbindungen an Optikhalterungen wurden durch Klemmverbindungen ersetzt. Für die Messwert-Digitalisierung wurden neben der sogenannten digitalen Signalaufbereitung eine zweiten Variante, die sogenannte analoge Signalaufbereitung, mit eigener Phasen- und Intensitätsstabilisierung sowie neuen Algorithmen implementiert. Beide Varianten zur Signalaufbereitung wurden mittels Rauschmessungen miteinander verglichen. Mit der analogen Signalaufbereitung und bei gleichzeitiger Einbeziehung der damit gemessenen Signalamplituden in die Messsignale konnten die Amplitudenrauschdichten im Bereich von 1 mHz bis 10 Hz für Längenänderung auf $<40 \text{ pm Hz}^{-1/2}$ und für die DWS-basierte Winkelmessung $<400 \mu\text{rad}_{\text{elec}} \text{ Hz}^{-1/2}$ im Interferometer mit verkürzten Strahlengang erreicht werden.

Um die Systematik des Messvorgangs und des Messverhaltens des Dilatometers für Materialproben zu charakterisieren, wurde eine Messung des Referenzmaterials Siliciums bei 285,3 K durchgeführt. Einkristallines Silicium bietet, aufgrund seiner Materialeigenschaften, einen unter den Bezugsquellen unabhängigen Referenzmaterialien bei dieser Temperatur einen vergleichsweise geringen CTE. Darüber hinaus liegen eine Vielzahl von verlässlichen Untersuchungsergebnissen anderer Dilatometer vor, welche einen Vergleich des verwendeten Messsystems mit externen Referenzsystemen ermöglicht. Durch Verbes-

serung der Signalaufbereitung wurde es möglich, DWS-Signale zu messen, und darauf aufbauend, eine TTL-Korrektur bei der CTE-Bestimmung vorzunehmen. Die Methode zur TTL-Korrektur beruht auf den interferometrisch bestimmten DWS-Signalen und der Kalibration der Skalierungsfaktoren mit der anschließenden Subtraktion der TTL-Kopplung in der Datenauswertung. Der CTE ohne TTL-Korrektur besitzt eine Abweichung von 7% zum Referenzwert. Durch die TTL-Korrektur kann dies auf unter 1% reduziert werden. Für beide Fälle wurde eine detaillierte Unsicherheitsbetrachtung durchgeführt. Diese liefert Anhaltspunkte für die Systemanalyse in Hinblick auf noch unbekannte intrinsische Unsicherheiten sowie Anhaltspunkte für die Weiterentwicklung zur Reduzierung in den wiederholbaren Unsicherheitsbereich von 10^{-9} K^{-1} .

Die Überprüfung der Hypothesen zu den höher-harmonischen Frequenzanteilen im Verkippungssignal sollte ebenfalls Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Auch diese Untersuchung kann von einer Kombination simulationsbasierter und messwertbasierter Erkenntnisgewinnung profitieren, und kann neben einer mechanischen wie optischen Neukonzeptionen des Messsystems zu einer Weiterentwicklung der Messwertalgorithmen führen. Neben der Untersuchung der Messsystematik bei weiteren Temperaturen unter Verwendung der Silicium-Materialprobe wird auch die Charakterisierung der zugrundeliegenden Prozesse Weiterentwicklungen anstoßen. Die Vermessung von Nicht-Referenz-Materialien, im Besonderen heterogener Materialien und Materialverbindungen, profitiert dann von der erweiterten Systemkenntnis.

Eine Aufgabe für die Zukunft wird sein, das Messsystem so umzugestalten, dass neben den rohrförmigen Proben weitere Probengeometrien vermessen werden können. Einerseits sollte die Erweiterung die Möglichkeit enthalten zum Beispiel kleinere prismatische Vollstäbe zu untersuchen, wie sie für Schubstangen-Dilatometer typisch sind. Andererseits bietet sich das Feld der größeren Materialproben bis hin zur Charakterisierung komplexer optischer Systeme mit mehr als zwei optischen Elementen an. Hierfür wird es erforderlich sein, das interferometrische Messprinzip zum Beispiel um mehrere Wellenlängen für eine absolute Längenmessung oder Laufzeit-Verfahren zu erweitern, um detaillierte Aussagen zum System-CTE zu treffen. Wird eine solche Erweiterung durchgeführt, ergeben sich neue Einsatzfelder, die zur Entwicklung von Schlüsseltechnologien förderlich sind.

Anhang A: Frequenzstabilisierung

Im Dilatometer-Messsystem wird eine Laserquelle mit zusätzlicher Frequenzstabilisierung verwendet. Es handelt sich um eine in sich geschlossene gerätetechnische Lösung und kann auch unabhängig vom Dilatometer-Messsystem eingesetzt werden. In Abbildung A.1 sind sowohl der opto-elektrische Aufbau als auch die für den Betrieb erforderlichen Elektronikkomponenten dargestellt. Der opto-elektrische Aufbau enthält die zur Strahlführung und Strahlmanipulation erforderlichen Komponenten. Bei der Laserquelle handelt es sich um einen Festkörperlaser [89] auf Nd:YAG-Basis (Neodym³⁺-Ionen dotierter Yttrium Aluminium Granat). Er ist mit zwei Strahlausgängen ausgestattet: 1064 nm und 532 nm. Aufgrund seines Aufbaus in NPRO-Konfiguration (nichtplanarer Ringoszillator) besitzt dieser Laser bereits eine enge Linienbreite mit geringem Rauschen.

Im Messsystem wird ein Interferometer mit unterschiedlichen optischen Weglängen eingesetzt. Für den Betrieb muss die Frequenz des verwendeten 1064 nm-Strahlausgangs noch weiter stabilisiert werden. Der zweite Strahlausgang mit 532 nm wird durch eine geräteinterne Frequenzverdopplung gewährleistet und zur Stabilisierung des Lasers verwendet. Die Elektronikkomponenten beinhalten das Laser-Steuergerät sowie die Spannungsversorgung, das Oszilloskop und die Lockbox zur Frequenzstabilisierung (Abbildung A.1).

Um eine Frequenzstabilisierung aufzubauen, wird für den zugrunde liegenden Regelkreis ein Sollwert benötigt. Die Übergänge zwischen den Energieniveaus von Atomen und Molekülen bieten dabei eine sehr gute Reproduzierbarkeit. Mittels Spektroskopie können diese Übergänge bestimmt werden. Ist der spektroskopierte Stoff bekannt und somit dessen Übergänge, kann das Spektroskopie-Signal in einem Regelkreis verwendet werden. In der Diplomarbeit [91] wird der Aufbau und die zur Stabilisierung des Dilatometerlasers eingesetzte Modulations-Transfer-Spektroskopie an Iod-Molekülen beschrieben. Dabei werden ein Pump- und ein Probenstrahl erzeugt und gegenläufig durch eine Iod-gefüllte Glaszelle geführt. Der Pumpstrahl dient dabei nur zur Präparation der Moleküle und deren Energieniveaus. Der Probenstrahl wird nach Durchlaufen der Glaszelle detektiert und das Signal durch die nachgeschaltete Elektronik für die Laserstabilisierung aufbereitet.

Die Frequenzstabilisierung erfolgt auf die Hyperfeinstruktur-Linie a_{10} der Feinstruktur 1110 (Abbildung A.2). Der dafür benötigte Mittelwert der Laser-Kristalltemperatur wird am Steuergerät eingestellt. Mit der Lockbox werden aus dem Spektroskopiesignal des optischen Aufbaus die Stellsignale für den Kristalltemperatur- und den Piezo-Aktuator am Laserkristall generiert und die Laserfrequenz stabilisiert. Das Oszilloskop und Anzeigen an der Lockbox geben Auskunft über den stabilisierten oder unstabilisierten Zustand des Lasers.

Die Güte der Stabilisierung, also das Restrauschen der Frequenz, ist ein wichtiger Wert zur Charakterisierung des Aufbaus. Die Stabilität des Aufbaus kann durch eine Vergleichsmessung mit anderen Stabilisierungsaufbauten bestimmt werden. Dazu werden Laserstrahlen beider Aufbauten überlagert, das Mischprodukt mit einem Photodetektor [135]

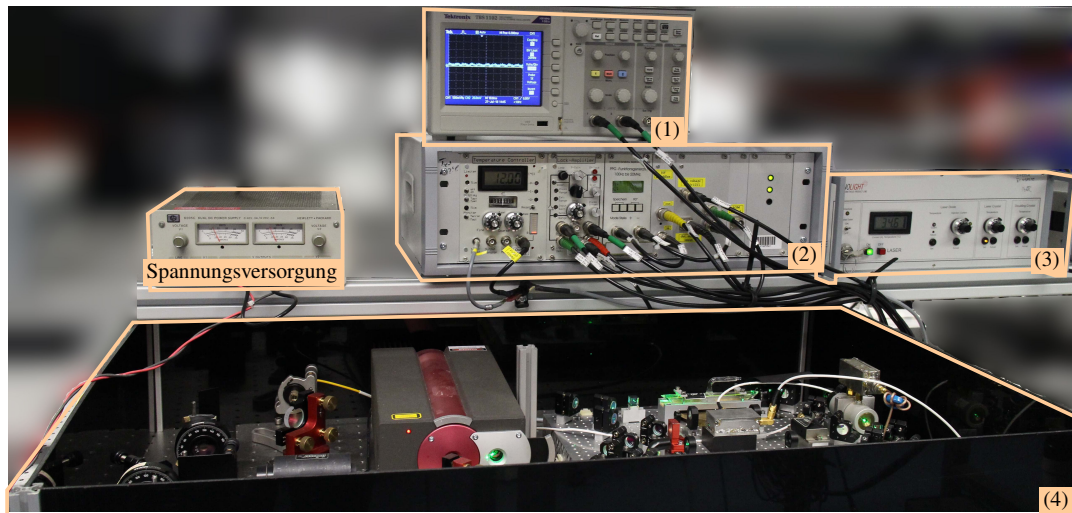
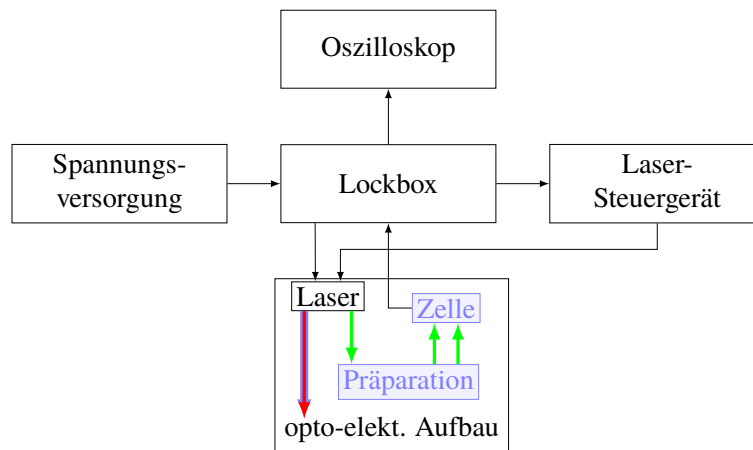


Abbildung A.1: Frequenzstabilisierung als Schema (oben) und Foto (unten) mit Oszilloskop (1), Spannungsversorgung für Lockbox (2), Laser-Steuergerät (3) und opto-elektrischen Aufbau (4) mit Laser, Iod-Zelle und Strahlpräparation.

detektiert und die Differenzfrequenz über einen Frequenzzähler [136] aufgezeichnet. Dies wurde für den Laser im unstabilisierten und stabilisierten Fall durchgeführt. Abbildung A.3 zeigt die Amplitudenrauschdichten für beide Fälle. Über den gesamten Frequenzbereich kann durch die Stabilisierung das Rauschen der Differenzfrequenz reduziert werden. Die Stabilisierungswirkung nimmt zu höheren Frequenzen hin, also kürzeren Messzeiten, zu.

Eine Kalibration des Frequenzzählers ist für die durchgeführte Messung nicht erforderlich, da dieser während der Messung auf eine stabile 10 MHz-Referenz gekoppelt ist. Bei der Referenz handelt es sich um eine Rubidium-basierte Frequenzreferenz [108] mit einer Eigenstabilität von 0,005 ppm über 20 Jahre. Diese Eigenstabilität wird zusätzlich durch eine Zeitimpulskopplung über einen Satellitenempfänger [137] an ein globales Navigationssatellitensystem verbessert.

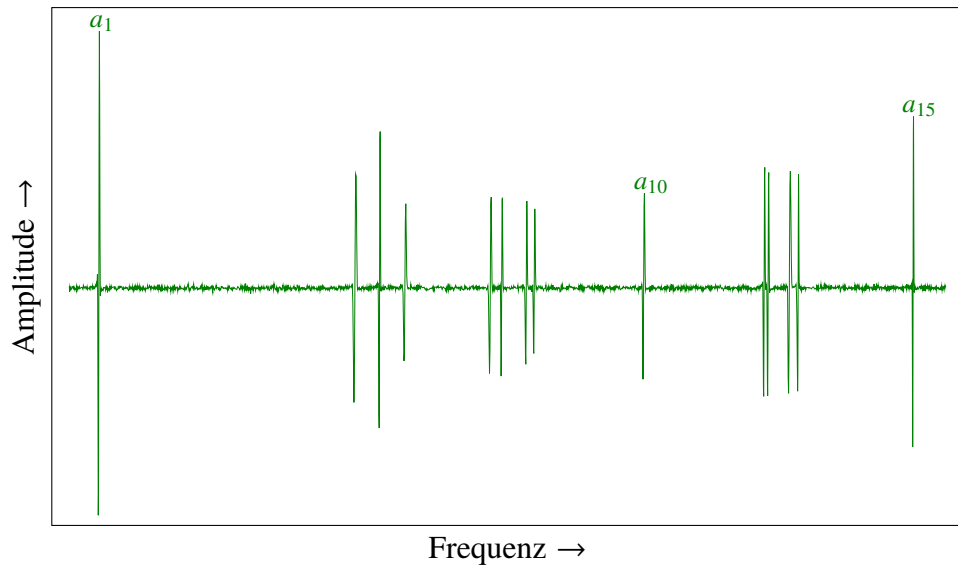


Abbildung A.2: Detektorsignal der Feinstruktur 1110 (Daten aus [37]).

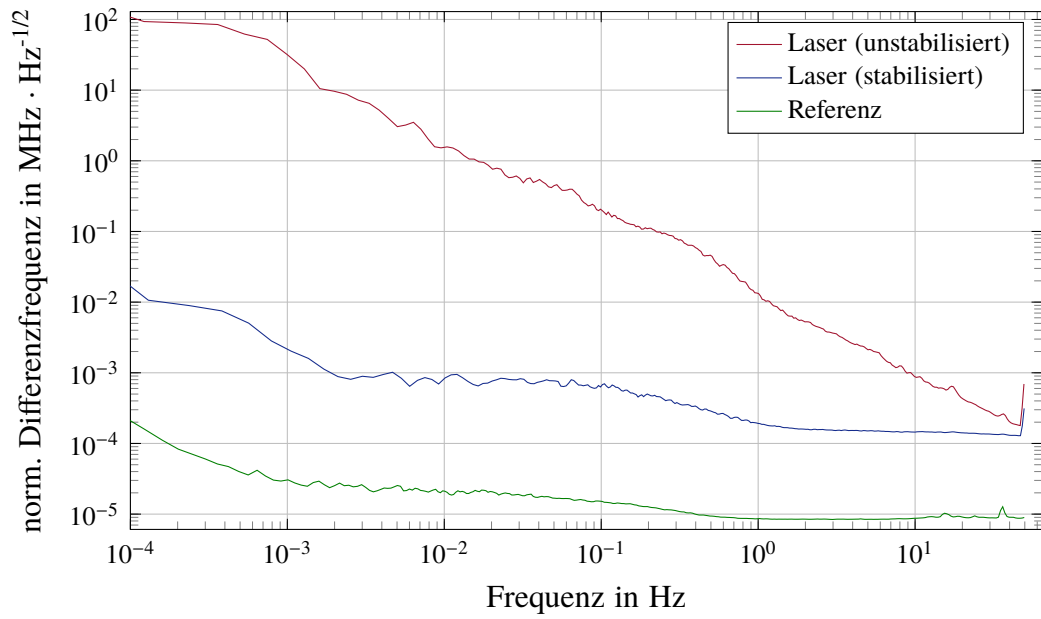


Abbildung A.3: Amplitudenrauschdichten der normalisierten Differenzfrequenzmessung für stabilisierten Dilatometerlaser, unstabilisierten Dilatometerlaser und Referenz-EM-Aufbau jeweils zu EBB-Aufbau (Aufbau Beschreibungen siehe [138]).

Anhang B: Implementierungen

Im Rahmen dieser Dissertation wurden verschiedene Programmiersprachen zur Erstellung und Erweiterung von Programmen verwendet. In den folgenden Abschnitten werden wesentliche Implementierungen zu Dokumentationszwecken dargestellt

B.1 IfoCAD-Modell	94
B.2 Mathematica-Viewer	105

Die beiden Abschnitte enthalten Implementierungen, die in Zusammenhang mit IfoCAD entstanden sind; zum einen das Interferometermodell mit C/C++ und zum anderen die Visualisierungsmöglichkeit über Mathematica.

B.1 IfoCAD-Modell

Mit der Software-Bibliothek IfoCAD (Version: April 2017) wurde ein Interferometermodell des Messsystems erstellt und simuliert. Es beinhaltet weit mehr Szenarien und Ausgabedaten als sie in Kapitel 3 verwendet sind. Der Code wird zur Erhöhung der Nachvollziehbarkeit und als Ausgangspunkt für weitere Analysen im Folgenden dargestellt.

```
/*
=====

Tilt2mirrorsSetup
created by I. Hamann, 05-Jul-2017: as a modification of Dila_Tilt2mirrorsSetup
modified by I. Hamann, 09-Jul-2017: set_origin_xyz to set_origin for ref1 and ref2
modified by I. Hamann, 12-Aug-2017: expansion + tilt
modified by I. Hamann, 22-Nov-2017: Direction to nv, rearrange case structure
modified by I. Hamann, 26-Nov-2017: cross directions
modified by I. Hamann, 03-Dec-2017: add amplitude output
modified by I. Hamann, 14-Dec-2017: P2 and P1 switched
modified by I. Hamann, 07-Jan-2018: add CTE and temperature trace
modified by I. Hamann, 01-Feb-2018: new beam parameters and DWS calibration
modified by I. Hamann, 18-Feb-2018: add cases for DWS and DPS calibration
modified by I. Hamann, 03-Mar-2018: calculation of trans and trans-L, sig_trans now uses
    phase and amplitude
modified by I. Hamann, 20-May-2018: new output signal to file to be compatible with
    MATLAB read-in
modified by I. Hamann, 26-Jul-2018: " " to "\t" in out
modified by I. Hamann, 17-Oct-2018: add random variable
modified by I. Hamann, 18-Oct-2018: removed: phaseCnt, k_DWS, k_DPS; improved: simrange
modified by I. Hamann, 02-Feb-2018: filename char to string
modified by I. Hamann, 03-Feb-2018: minimizer added
modified by I. Hamann, 23-Nov-2019: typos removed, layout adjusted for thesis

dila setup consisting of BS, QPDs, P1, P2, 45-Mirror, M1 and M2

=====

*/

1 #include "../source/tracing/beam_tracing.h"
2 #include "../source/beams/ga_gbeam.h"
3 #include "../source/signals/pd_signals.h"
4 #include "../source/geometry/shape_3d.h"
```

```

5  #include "../source/tracing/auto_tracing.h"
6  #include "../source/components/box.h"
7  #include "../source/components/prism.h"
8  #include "ifocad_output.h"
9  #include "ifocad_color.h"
10
11 #include <iomanip>
12 #include <fstream>
13 #include <iostream>
14 #include <sstream>
15 #include <string>
16 #include <complex>
17 #include <cstdlib>
18 #include <ctime>
19
20 #ifdef __cplusplus
21 extern "C"
22 {
23 #endif
24     struct param_t
25     {
26         char name[30];
27         int fit;          /* 0=No, 1=Regular, 2=Same, 3=proportional, 4=inv.prop. */
28         double init; /* initial value */
29         double min, max; /* limits */
30         int log; /* 0=linear, 1=log */
31         int mother; /* index of mother parameter for fit=2,3,4 */
32         double dep_fac; /* factor for fit=3,4 */
33         char unit[30];
34         double val; /* actual value */
35     };
36     typedef struct param_t param;
37     extern double minimizer (void (*f) (double *, double *, void *), int np, param * ppa,
38                             void *extra_iter, void *extra_final, void *extra_interm,
39                             char *options, FILE * logfp_parm);
40 #ifdef __cplusplus
41 }
42 #endif
43
44 double model(double x, double a, double b) {
45     return a * x + b;
46 }
47
48 void func(double *x, double *y, void *extra) {
49     std::vector<std::array<double, 2>> &data = *(reinterpret_cast<std::vector<std::array<
50         double, 2>> *>(extra));
51     *y = 0;
52     int i, num = data.size();
53     for (i = 0; i < num; i++)
54         *y += pow(model(data[i][0], x[0], x[1]) - data[i][1], 2);
55 }
56
57 double sigTrans(PD_signals<GA_GBeam, GA_GBeam> s1, PD_signals<GA_GBeam, GA_GBeam> s2,
58                 double length){
59     return -1./2.*(s2.longitudinal_4q_lpf()-s1.longitudinal_4q_lpf()-length);
60 }
61
62 //https://rosettacode.org/wiki/Random_numbers#C.2B.2B (23-Oct-2018)
63 double myfRand(double percentage)
64 {
65     double r1 = (std::rand() + 1.0)/(RAND_MAX + 1.0); // gives equal distribution in (0,
66     1]
67     double r2 = (std::rand() + 1.0)/(RAND_MAX + 1.0);
68     return 1 + percentage * std::sqrt(-2*std::log(r1))*std::cos(2*M_PI*r2);
69 }

```

```

66 }
67
68 int main()
69 {
70     /*begin simulation parameters*/
71     bool testWRITE = false;
72     bool reportWRITE = false;
73     int calibCOEFFS = 0; /*0 = false, 1 = Rot2DXS, 2 = DXS2Rot, 3 = DXS2Lps, 4 =
        DXS2Trans*/
74     bool tiltQPDs = false;
75     bool measXoff = false;
76     bool measZoff = false;
77     bool expSample = false;
78     bool outOPTICS = false;
79     double randVal = 0*0.10; /*0 = no random value, X = percantage*/
80     unsigned int rotSig = 0; /*0 = linear, 1 = triangle, 2 = sinus for rotation*/
81     double periode= 60; /*for triangle and sinus tilt*/
82     unsigned int steps = 101;
83     unsigned int simrange[] = {10}; /*{10,16,18,20}; /*{2,6,16,18,20};
84     unsigned int simmulti = 1;
85     double cte = 2*pow(10, -6);
86     double expAmp = 260*Nm;
87     double minX = -4*URAD; /*-750*URAD; /*-75*2*URAD; /*min rotation value for linear*/
88     double maxX = +4*URAD; /*+750*URAD; /*+7.5/2.*URAD; /*max rotation value for linear or
        amplitude for triangle and sinus rotation*/
89     double M1hRotoff = 0*+300*URAD; /*50*URAD; /*rot-tilt offset*/
90     double M2hRotoff = 0*+300*URAD; /*0*50*URAD; /*rot-tilt offset*/
91     double M1vRotoff = 0*+400*URAD; /*rot-tilt offset*/
92     double M2vRotoff = 0*+400*URAD; /*rot-tilt offset*/
93     double QPD1rot = 130*MRAD;
94     double QPD2rot = 140*MRAD;
95     std::stringstream file;
96     file << "resultsL52mm-lin/Tilt2mirrorsSetup_" << steps << "samples_L52mm_4mm7Space_"
        << (int)expSample*expAmp/NM << "nmExp_+" << maxX/URAD << "uradRot_" << std::
        showpos << M1hRotoff/URAD << "uradRotoff_";
97     //file << "resultsLdiff-lin/Tilt2mirrorsSetup_" << steps << "
        samples_L110mm_4mm7Space_" << (int)expSample*expAmp/NM << "nmExp_+" << maxX/URAD
        << "uradRot_" << std::showpos << M1hRotoff/URAD << "uradRotoff_";
98     //file << "resultsL52mm-lin/Tilt2mirrorsSetup_" << steps << "samples_L52mm_4mm7Space_"
        << (int)expSample*expAmp/NM << "nmExp_+" << maxX/URAD << "uradsinRot_" << std
        ::showpos << M1hRotoff/URAD << "uradRotoff_";
99     std::srand(std::time(0)); /*current time as seed for random generator*/
100    /*end simulation parameters*/
101
102    /*begin setup description*/
103    double beamSpacing = 4.7*MM;
104    double lSpacing = 52*MM; /*52*MM;
105    Point_3d posBS = Point_3d(0, 6*CM, 0);
106    Point_3d posQPD1 = Point_3d(-beamSpacing/2, 0, 0);
107    Point_3d posQPD2 = posBS + Vector_3d(-posBS.y(), beamSpacing/2, 0);
108    Point_3d posP2 = posBS + Vector_3d(0, 3.5*CM+3.5*CM+13*CM, 0); /*2.5*CM+17*CM
109    Point_3d posP1 = posP2 + Vector_3d(13*CM, 0, 0); /*14*CM
110    Point_3d posM45= posP1 + Vector_3d(0, 30*CM, 0); /*30*CM
111    Point_3d posM1 = posM45 + Vector_3d(0, 0, 12*CM+lSpacing/2); /*28*CM
112    Point_3d posM2 = posM45 + Vector_3d(25.4*MM/8., 0, 12*CM-lSpacing/2); /*28*CM-lSpacing
113    Point_3d M1center = Point_3d(0, posM1.y(), posM1.z());
114    Point_3d M2center = Point_3d(0, posM2.y(), posM2.z());
115    Point_3d M1pivot = Point_3d(-beamSpacing/2, posM1.y(), posM1.z());
116    Point_3d M2pivot = Point_3d(+beamSpacing/2, posM2.y(), posM2.z());
117    Point_3d Plpivot = posP1 + Vector_3d(13.65*myfRand(randVal), 8.55*myfRand(randVal)
        , -6.505*myfRand(randVal)); /* from CAD
118    Point_3d pivot = posM45 + Vector_3d(0, 0, 12*CM); /*ring plane
119
120    Photodiode QPD1, QPD2;

```

```

121 QPD1.set_center(posQPD1);
122 QPD1.set_name("QPD1");
123 QPD1.set_nv_xyz(0,1,0);
124 QPD1.set_active_area_radius(5050*UM/2.);
125 QPD1.set_slit_width(34*UM);
126 QPD2 = QPD1;
127 QPD2.set_center(posQPD2);
128 QPD2.set_nv_xyz(1,0,0);
129 QPD2.set_name("QPD2");
130
131 Beamsplitter BS, P1,P1back, P2,P2back, M45, M45back, M1, M1back, M2, M2back;
132 BS.set_type_round(false);
133 BS.set_size(2.54*CM*sqrt(2),2.54*CM);
134 BS.set_thickness(1*MM); // non-zero for auto_tracer
135 BS.set_n(1); // <- important for BS cube
136 BS.set_center(posBS);
137 BS.set_primary_reflectivity_and_transmittance( 0.5, 0.5 );
138 BS.set_nv_xyz(1./sqrt(2), -1./sqrt(2), 0);
139 BS.set_name("BS");
140 P1.set_center(posP1);P1back=P1;
141 P1.set_size(2.54*CM,2.54*CM);
142 P1.set_primary_reflectivity_and_transmittance(1,0);
143 P1.set_nv_xyz(-1./sqrt(2), 1./sqrt(2), 0);
144 P1.set_name("P1");
145 P2 = P1;P1back=P1;
146 P2.set_center(posP2);
147 P2.set_nv_xyz(1./sqrt(2), -1./sqrt(2), 0);
148 P2.set_name("P2");
149 M45 = P1;
150 M45.set_center(posM45);
151 M45.set_size(2.54*CM,2.54*CM);
152 M45.set_nv_xyz(0, -1, 0);
153 M45.rotate_3d(Direction_3d(-1,0,0), 45*DEGREE, M45.center());
154 M45.set_name("M45");M45back=M45;
155 M1.set_type_round(false);
156 M1.set_center(posM1);
157 M1.set_nv_xyz(0,0,-1);
158 M1.set_size(25.4*MM/2.,25.4*MM/2.);
159 M1.set_thickness(2*MM);
160 M1.set_primary_reflectivity_and_transmittance(1,0);
161 M1.rotate_3d(M1.nvv(), M1hRotoff, posM1);
162 M1.rotate_3d(M1.nvh(), M1vRotoff, posM1);
163 M1.set_name("M1");M1back=M1;
164 M2=M1;
165 M2.set_center(posM2);
166 M2.set_nv_xyz(0,0,-1);
167 M2.rotate_3d(M2.nvv(), M2hRotoff, posM2);
168 M2.rotate_3d(M2.nvh(), M2vRotoff, posM2);
169 M2.set_size(25.4*MM/4.,25.4*MM/2.);
170 M2.set_name("M2");M2back=M2;
171
172 std::vector<Shape_3d*> setup;
173 setup.push_back(&QPD1.shape3d());
174 setup.push_back(&QPD2.shape3d());
175 setup.push_back(&BS.shape3d());
176 setup.push_back(&P2.shape3d());
177 setup.push_back(&P1.shape3d());
178 setup.push_back(&M45.shape3d());
179 setup.push_back(&M1.shape3d());
180 setup.push_back(&M2.shape3d());
181
182 double waist=0.6, refRadius=63*CM+9*CM+6*CM, measRadius=63*CM+3*CM;
183 GA_GBeam ref1,ref2;
184 ref1.set_origin(posQPD1);

```

```

185     ref1.set_direction_xyz(0,-1,0);
186     ref1.set_circular_waist_rad(waist*myfRand(randVal),refRadius*myfRand(randVal));
187     ref2.set_circular_waist_rad(waist*myfRand(randVal),refRadius*myfRand(randVal));
188     ref2.set_origin(posQPD2);
189     ref2.set_direction_xyz(-1,0,0);
190
191     std::vector<GA_GBeam> meas1, meas2;
192     meas1.resize(20);meas2.resize(20);
193     meas1[0].set_origin_xyz(-beamSpacing/2.,posBS.y()+3*CM,0);
194     meas1[0].set_direction_xyz(0,1,0);
195     meas1[0].set_circular_waist_rad(waist*myfRand(randVal),measRadius*myfRand(randVal));
196     meas2[0]=meas1[0];
197     meas2[0].set_circular_waist_rad(waist*myfRand(randVal),measRadius*myfRand(randVal));
198     //meas1[0].set_circular_waist_rad(waist,measRadius);meas2[0]=meas1[0];
199     meas2[0].set_origin_xyz(beamSpacing/2.,posBS.y()+3*CM,0);
200     /*end setup description*/
201
202     /*begin simulation 'constants'*/
203     double stepSize = (maxX - minX)/(steps-1.);
204     double rotation, expansion;
205     double dws1[2][steps],dps1[2][steps],dws2[2][steps],dps2[2][steps];
206     Direction_3d xy=Direction_3d(cos(30*DEGREE), sin(30*DEGREE), 0);
207     Vector_3d randPivot;
208     std::string filename;
209     std::ofstream outData, outReport;
210     FILE *minLog=NULL;
211     std::vector<std::string> simcase_text={"Tilt_M1center_horizontal_(M2_fix)","Tilt_
        M1center_vertical_(M2_fix)","Tilt_M1pivot_horizontal_(M2_fix)","Tilt_M1pivot_
        vertical_(M2_fix)","Tilt_M2center_horizontal_(M1_fix)","Tilt_M2center_vertical_(
        M1_fix)","Tilt_M2pivot_horizontal_(M1_fix)","Tilt_M2pivot_vertical_(M1_fix)","
        M1center&M2center_horizontal","M1center&M2center_vertical","M1&M2_pivot_
        horizontal","M1&M2_pivot_vertical","M1center_vs_M2center_horizontal","M1center_vs
        _M2center_vertical","M1vsM2_pivot_horizontal","M1vsM2_pivot_vertical","M1_both_
        beams_horizontal","M1_both_beams_vertical","P1_horizontal_(M1&M2_fix)","P1_
        vertical_(M1&M2_fix)","P1_horizontal_(M1)","P1_vertical_(M1)","Tilt_M45.center_
        horizontal","Tilt_M45.center_vertical","Tilt_M1center&M2center_xy","Tilt_M1&M2_
        pivot_xy","Tilt_M1&M2_posM45_xy"};
212     std::vector<std::string> simcase_file={"M1_c_h","M1_c_v","M1_p_h","M1_p_v","M2_c_h","
        M2_c_v","M2_p_h","M2_p_v","M1+M2_c_h","M1+M2_c_v","M1+M2_p_h","M1+M2_p_v","M1-
        M2_c_h","M1-M2_c_v","M1-M2_p_h","M1-M2_p_v","M1bb_c_h","M1bb_c_v","P1_c_h","
        P1_c_v","P1_M1bb_c_h","P1_Mbb_c_v","M45_c_h","M45_c_v","M_c_xy","M_p_xy","
        M_M45_xy"};
213     PD_signals<GA_GBeam,GA_GBeam> QPD1sig, QPD2sig;
214     if (testWRITE&&reportWRITE) outReport.open("test_report.dat");
215     else if (reportWRITE) {filename = file.str() + "_report.dat"; outReport.open(filename.
        c_str());}
216     if (reportWRITE&&!outReport.is_open()) exit(150);
217     if (calibCOEFFS) {
218         if (testWRITE) minLog = fopen("test_minimizer.log", "w");
219         else {filename = file.str() + "_minimizer.log"; minLog = fopen(filename.c_str(),
            "w");}
220         if (minLog==NULL) exit(151);
221         if (!reportWRITE) exit(152);
222         outReport << "%" << calibCOEFFS << "_" << "k_DWS1" << "\t" << "k_DWS2" << "\t"
            << "k_DPS1" << "\t" << "k_DPS2" << std::endl;
223         switch (calibCOEFFS) {
224             case 1: case 2:
225                 outReport << "%" << "rad/rad" << "\t" << "rad/rad" << "\t" << "rad/rad"
                    << "\t" << "rad/rad" << std::endl; break;
226             case 3: case 4:
227                 outReport << "%" << "m/rad" << "\t" << "m/rad" << "\t" << "m/rad" << "\t"
                    << "m/rad" << std::endl; break;
228         }
229     }

```



```

274     switch (simcase) {
275         case 0: /*Tilt M1center horizontal (M2 fix)*/
276             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, M1center);
277             break;
278         case 1: /*Tilt M1center vertical (M2 fix)*/
279             M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, M1center);
280             break;
281         case 2: /*Tilt M1pivot horizontal (M2 fix)*/
282             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, M1pivot);
283             break;
284         case 3: /*Tilt M1pivot vertical (M2 fix)*/
285             M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, M1pivot);
286             break;
287         case 4: /*Tilt M2center horizontal (M1 fix)*/
288             M2.rotate_3d(M2.nvv(), rotation, M2center);
289             break;
290         case 5: /*Tilt M2center vertical (M1 fix)*/
291             M2.rotate_3d(M2.nvh(), rotation, M2center);
292             break;
293         case 6: /*Tilt M2pivot horizontal (M1 fix)*/
294             M2.rotate_3d(M2.nvv(), rotation, M2pivot);
295             break;
296         case 7: /*Tilt M2pivot vertical (M1 fix)*/
297             M2.rotate_3d(M2.nvh(), rotation, M2pivot);
298             break;
299         case 8: /*M1center&M2center horizontal*/
300             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, M1center);
301             M2.rotate_3d(M2.nvv(), rotation, M2center);
302             break;
303         case 9: /*M1center&M2center vertical*/
304             M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, M1center);
305             M2.rotate_3d(M2.nvh(), rotation, M2center);
306             break;
307         case 10: /*M1&M2 pivot horizontal*/
308             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, pivot+randPivot);
309             M2.rotate_3d(M2.nvv(), rotation, pivot+randPivot);
310             break;
311         case 11: /*M1&M2 pivot vertical*/
312             M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, pivot+randPivot);
313             M2.rotate_3d(M2.nvh(), rotation, pivot+randPivot);
314             break;
315         case 12: /*M1center vs M2center horizontal*/
316             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, M1center);
317             M2.rotate_3d(-M2.nvv(), rotation, M2center);
318             break;
319         case 13: /*M1center vs M2center vertical*/
320             M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, M1center);
321             M2.rotate_3d(-M2.nvh(), rotation, M2center);
322             break;
323         case 14: /*M1vsM2 pivot horizontal*/
324             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, pivot+randPivot);
325             M2.rotate_3d(-M2.nvv(), rotation, pivot+randPivot);
326             break;
327         case 15: /*M1vsM2 pivot vertical*/
328             M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, pivot+randPivot);
329             M2.rotate_3d(-M2.nvh(), rotation, pivot+randPivot);
330             break;
331         case 16: /*M1 both beams horizontal*/
332             M2.set_center_xyz(-1*CM, -1*CM, 0);
333             M1.set_size(2.54*CM, 2.54*CM);
334             M1.set_center(pivot+randPivot);
335             M1.rotate_3d(M1.nvv(), rotation, pivot+randPivot);
336             break;
337         case 17: /*M1 both beams vertical*/

```



```

338         M2.set_center_xyz(-1*CM, -1*CM, 0);
339         M1.set_size(2.54*CM, 2.54*CM);
340         M1.set_center(pivot+randPivot);
341         M1.rotate_3d(M1.nvh(), rotation, pivot+randPivot);
342         break;
343     case 18: /*P1 horizontal (M1&M2 fix)*/
344         P1.rotate_3d(P1.nvh(), rotation, P1pivot);
345         setup.at(4)=&P1.shape3d();
346         break;
347     case 19: /*P1 vertical (M1&M2 fix)*/
348         P1.rotate_3d(P1.nvh(), rotation, P1pivot);
349         setup.at(4)=&P1.shape3d();
350         break;
351     case 20: /*P1 horizontal (M1 fix)*/
352         M2.set_center_xyz(-1*CM, -1*CM, 0);
353         M1.set_size(2.54*CM, 2.54*CM);
354         M1.set_center(pivot+randPivot);
355         P1.rotate_3d(P1.nvh(), rotation, P1pivot);
356         setup.at(4)=&P1.shape3d();
357         break;
358     case 21: /*P1 vertical (M1 fix)*/
359         M2.set_center_xyz(-1*CM, -1*CM, 0);
360         M1.set_size(2.54*CM, 2.54*CM);
361         M1.set_center(posM45 + Vector_3d(0, 0, 12*CM));
362         P1.rotate_3d(P1.nvh(), rotation, P1pivot);
363         setup.at(4)=&P1.shape3d();
364         break;
365     case 22: /*M45.center horizontal*/
366         M45.rotate_3d(M45.nvh(), rotation, M45.center());
367         setup.at(5)=&M45.shape3d();
368         break;
369     case 23: /*M45.center vertical*/
370         M45.rotate_3d(M45.nvh(), rotation, M45.center());
371         setup.at(5)=&M45.shape3d();
372         break;
373     case 24: /*M1.center&M2.center xy*/
374         M1.rotate_3d(xy, rotation, M1.center());
375         M2.rotate_3d(xy, rotation, M2.center());
376         break;
377     case 25: /*M1&M2 pivot xy*/
378         M1.rotate_3d(xy, rotation, pivot+randPivot);
379         M2.rotate_3d(xy, rotation, pivot+randPivot);
380         break;
381     case 26: /*M1&M2 at M45 xy*/
382         M1.rotate_3d(xy, rotation, M45.center());
383         M2.rotate_3d(xy, rotation, M45.center());
384         break;
385     default: std::cout<< "Wrong_case_";
386             exit(simcase);
387 }
388 setup.at(6)=&M1.shape3d();
389 setup.at(7)=&M2.shape3d();
390
391 auto_tracer(setup, meas1[0], meas1);
392 auto_tracer(setup, meas2[0], meas2);
393
394 QPD1sig.set_parameters(ref1, meas1[meas1.size()-1], QPD1);
395 QPD2sig.set_parameters(ref2, meas2[meas2.size()-2], QPD2);
396
397 outData << std::setfill('_') << std::setw(5) << i << "\t";
398 outData << std::fixed << std::setprecision(16);
399 outData << std::showpos << QPD1sig.phase_B() << "\t";
400 outData << std::showpos << QPD1sig.phase_A() << "\t";
401 outData << std::showpos << QPD1sig.phase_C() << "\t";

```

```

402     outData << std::showpos << QPD1sig.phase_D() << "\t";
403     outData << std::showpos << QPD2sig.phase_B() << "\t";
404     outData << std::showpos << QPD2sig.phase_A() << "\t";
405     outData << std::showpos << QPD2sig.phase_C() << "\t";
406     outData << std::showpos << QPD2sig.phase_D() << "\t";
407     outData << std::showpos << QPD1sig.signal_amplitude_B() << "\t";
408     outData << std::showpos << QPD1sig.signal_amplitude_A() << "\t";
409     outData << std::showpos << QPD1sig.signal_amplitude_C() << "\t";
410     outData << std::showpos << QPD1sig.signal_amplitude_D() << "\t";
411     outData << std::showpos << QPD2sig.signal_amplitude_B() << "\t";
412     outData << std::showpos << QPD2sig.signal_amplitude_A() << "\t";
413     outData << std::showpos << QPD2sig.signal_amplitude_C() << "\t";
414     outData << std::showpos << QPD2sig.signal_amplitude_D() << "\t";
415     outData << std::showpos << QPD1sig.DC_power_B() << "\t";
416     outData << std::showpos << QPD1sig.DC_power_A() << "\t";
417     outData << std::showpos << QPD1sig.DC_power_C() << "\t";
418     outData << std::showpos << QPD1sig.DC_power_D() << "\t";
419     outData << std::showpos << QPD2sig.DC_power_B() << "\t";
420     outData << std::showpos << QPD2sig.DC_power_A() << "\t";
421     outData << std::showpos << QPD2sig.DC_power_C() << "\t";
422     outData << std::showpos << QPD2sig.DC_power_D() << "\t";
423     outData << std::showpos << QPD1sig.longitudinal_4q_lpf() << "\t";
424     outData << std::showpos << QPD2sig.longitudinal_4q_lpf() << "\t";
425     outData << std::showpos << expansion/(cte*lSpacing) << "\t";
426     outData << std::showpos << rotation << "\t";
427     outData << std::showpos << expansion << "\t";
428     outData << std::showpos << QPD1sig.contrast_4q() << "\t";
429     outData << std::showpos << QPD2sig.contrast_4q() << "\t";
430     outData << std::showpos << QPD1sig.DWS_horizontal_AP() << "\t";
431     outData << std::showpos << QPD1sig.DWS_vertical_AP() << "\t";
432     outData << std::showpos << -1*QPD2sig.DWS_horizontal_AP() << "\t";
433     outData << std::showpos << QPD2sig.DWS_vertical_AP() << "\t";
434     outData << std::showpos << QPD1sig.DPS_horizontal() << "\t";
435     outData << std::showpos << QPD1sig.DPS_vertical() << "\t";
436     outData << std::showpos << -1*QPD2sig.DPS_horizontal() << "\t";
437     outData << std::showpos << QPD2sig.DPS_vertical() << "\t";
438     outData << std::endl;
439
440     if (calibCOEFFS){
441         switch(calibCOEFFS){
442             case 1: case 2:
443                 dws1[0][i]=rotation;
444                 dws2[0][i]=rotation;
445                 dps1[0][i]=rotation;
446                 dps2[0][i]=rotation;
447                 break;
448             case 3:
449                 dws1[0][i]=QPD1sig.longitudinal_4q_lpf()/2000.0;
450                 dws2[0][i]=QPD2sig.longitudinal_4q_lpf()/2000.0;
451                 dps1[0][i]=QPD1sig.longitudinal_4q_lpf()/2000.0;
452                 dps2[0][i]=QPD2sig.longitudinal_4q_lpf()/2000.0;
453                 break;
454             case 4:
455                 dws1[0][i]=sigTrans(QPD1sig,QPD2sig,lSpacing)/1000;
456                 dws2[0][i]=sigTrans(QPD1sig,QPD2sig,lSpacing)/1000;
457                 dps1[0][i]=sigTrans(QPD1sig,QPD2sig,lSpacing)/1000;
458                 dps2[0][i]=sigTrans(QPD1sig,QPD2sig,lSpacing)/1000;
459         }
460         switch (simcase) {
461             case 2: case 6: case 10: case 16: case 18: case 20:
462                 dws1[1][i]= QPD1sig.DWS_horizontal_AP();
463                 dws2[1][i]= -1*QPD2sig.DWS_horizontal_AP();
464                 dps1[1][i]= QPD1sig.DPS_horizontal();
465                 dps2[1][i]= -1*QPD2sig.DPS_horizontal();

```

```

466         break;
467     case 3: case 7: case 11: case 17: case 19: case 21:
468         dws1[1][i]= QPD1sig.DWS_vertical_AP();
469         dws2[1][i]= -1*QPD2sig.DWS_vertical_AP();
470         dps1[1][i]= QPD1sig.DPS_vertical();
471         dps2[1][i]= -1*QPD2sig.DPS_vertical();
472         break;
473     default: std::cout<< "Wrong_case_to_calibrate_" << std::endl;exit(
        simcase);
474     }
475
476 }
477
478 outData.close();
479 if (calibCOEFFS){
480     std::vector<std::array<double, 2>> regDWS1, regDPS1, regDWS2, regDPS2;
481     param pDWS1[2], pDPS1[2], pDWS2[2], pDPS2[2], p[2] = {
482         {"a", 1, 0, -INFINITY, INFINITY, 0, 0, 0,"a.u.", 0},
483         {"b", 1, 0, -INFINITY, INFINITY, 0, 0, 0,"a.u.", 0},
484     };pDWS1[0]=p[0];pDWS2[0]=p[0];pDPS1[0]=p[0];pDPS2[0]=p[0];pDWS1[1]=p[1];pDWS2
        [1]=p[1];pDPS1[1]=p[1];pDPS2[1]=p[1];
485     for(unsigned int k=0; k < steps; k++){
486         switch(calibCOEFFS){
487             case 1:
488                 regDWS1.push_back(std::array<double, 2> {dws1[0][k],dws1[1][k]
                    });
489                 regDWS2.push_back(std::array<double, 2> {dws2[0][k],dws2[1][k]
                    });
490                 regDPS1.push_back(std::array<double, 2> {dps1[0][k],dps1[1][k]
                    });
491                 regDPS2.push_back(std::array<double, 2> {dps2[0][k],dps2[1][k]
                    });
492                 break;
493             case 2: case 3:
494                 regDWS1.push_back(std::array<double, 2> {dws1[1][k],dws1[0][k]
                    });
495                 regDWS2.push_back(std::array<double, 2> {dws2[1][k],dws2[0][k]
                    });
496                 regDPS1.push_back(std::array<double, 2> {dps1[1][k],dps1[0][k]
                    });
497                 regDPS2.push_back(std::array<double, 2> {dps2[1][k],dps2[0][k]
                    });
498                 break;
499             case 4:
500                 regDWS1.push_back(std::array<double, 2> {dws1[1][k],1/URAD*
                    dws1[0][k]});
501                 regDWS2.push_back(std::array<double, 2> {dws2[1][k],1/URAD*
                    dws2[0][k]});
502                 regDPS1.push_back(std::array<double, 2> {dps1[1][k],1/URAD*
                    dps1[0][k]});
503                 regDPS2.push_back(std::array<double, 2> {dps2[1][k],1/URAD*
                    dps2[0][k]});
504                 pDWS1[0].val=pDWS1[0].val*URAD; pDWS2[0].val=pDWS2[0].val*
                    URAD;
505                 pDPS1[0].val=pDPS1[0].val*URAD; pDPS2[0].val=pDPS2[0].val*
                    URAD;
506             }
507         }
508     minimizer(func, 2, pDWS1, &regDWS1, &regDWS1, &regDWS1, NULL, minLog);
509     minimizer(func, 2, pDWS2, &regDWS2, &regDWS2, &regDWS2, NULL, minLog);
510     minimizer(func, 2, pDPS1, &regDPS1, &regDPS1, &regDPS1, NULL, minLog);
511     minimizer(func, 2, pDPS2, &regDPS2, &regDPS2, &regDPS2, NULL, minLog);
512     if(calibCOEFFS==4){
513         pDWS1[0].val=pDWS1[0].val*URAD; pDWS2[0].val=pDWS2[0].val*URAD;

```

```

514         pDPS1[0].val=pDPS1[0].val*URAD; pDPS2[0].val=pDPS2[0].val*URAD;
515     }
516     outReport << pDWS1[0].val << "\t" << pDWS2[0].val << "\t" << pDPS1[0].val <<
517         "\t" << pDPS2[0].val << std::endl;
518     //std::cout << regDWS1.size()<<std::endl;
519 }
520 outReport.close();
521 if (! (minLog==NULL)) fclose(minLog);
522 /*end simulation loop*/
523 //std::cout << randPivot << std::endl;
524 //std::cout << QPD1sig.contrast_4q() << "\t" << QPD1sig.contrast_B() << "\t" <<
525     QPD1sig.contrast_A() << "\t" << QPD1sig.contrast_C() << "\t" << QPD1sig.
526     contrast_D() << "\t" << QPD1sig.contrast_SED() << std::endl;
527 //std::cout << QPD2sig.contrast_4q() << "\t" << QPD2sig.contrast_B() << "\t" <<
528     QPD2sig.contrast_A() << "\t" << QPD2sig.contrast_C() << "\t" << QPD2sig.
529     contrast_D() << "\t" << QPD2sig.contrast_SED() << std::endl;
530
531 //std::cout << QPD1sig.measurement_beam() << std::endl << QPD1sig.reference_beam() <<
532     std::endl << std::endl;
533 //std::cout << QPD2sig.measurement_beam() << std::endl << QPD2sig.reference_beam() <<
534     std::endl << std::endl;
535
536 if (outOPTICS)
537 {
538     ifo_color REDLaserCOLOR(255,0,0,100);
539     ifo_color RLaserRefCOLOR(127.5, 0., 0.);
540     ifo_color RLaserMeasCOLOR(255., 127.5, 127.5);
541     ifo_color green(0,255,0,100);
542     ifo_color blue(0,0,255,100);
543     ifo_color cyan(0,255,255,100);
544     ifo_color yellow(255,255,0,100);
545     ifo_color magenta(255,0,255,100);
546     IfoCAD_out outVis;
547     outVis << QPD1 << QPD2 << BS << P1 << P2 << M45 << M1 << M2;
548     meas1[meas1.size()-1].set_end(QPD1.surface());
549     meas2[meas2.size()-1].set_end(QPD1.surface());
550     for(unsigned int i=0; i < meas1.size();i++){//i=4
551         outVis.add(meas1[i], RLaserMeasCOLOR);
552         outVis.add(meas2[i], RLaserMeasCOLOR);
553     }
554     if (testWRITE) outVis.output_viewer("test.icv");
555     else{
556         filename = file.str() + ".icv";
557         //filename[0]=0;strcat(filename, file);strcat(filename, ".icv");
558         outVis.output_viewer(filename.c_str());
559     }
560 }
561 //std::cout << refl1.size() << " " << refl2.size();
562 return 0;
563 }

```

B.2 Mathematica-Viewer

IfoCAD beinhaltet in seiner Standard-Ausführung eine Vielzahl von Visualisierungsmöglichkeiten für die Darstellung und Animation der optischen Komponenten und Strahlen. Eine dieser Möglichkeiten ist der Ifocadviewer, welcher über Konsolenprogramme aufgerufen werden kann. Dafür werden in der Modelldatei die Parameter der simulierten Komponenten mit vorgefertigten Routinen in eine ICV-Datei geschrieben.

Basierend auf diesen ICV-Dateien wurde im Rahmen der Doktorarbeit eine weitere Visualisierungsmöglichkeit mit einem Parser für Mathematica geschaffen. Dadurch bietet sich die Möglichkeit, sowohl 3D-Ansichten als auch 2D-Ansichten zu erstellen, von denen sich einige in dieser Dissertation befinden.

ViewerICV (Version Aug.18)
Written by Ines Hamann

The ViewerICV collection was written in Mathematica as an alternative to IfoCADviewer, which is part of the IfoCAD library. ViewerICV also works on the ICV files created by IfoCAD. The motivation was to get a graphical output which can be rotated (more intuitive to the autor), the point of view can be restored, the resulting image can be saved, the resulting image can be manipulated in color or graphical stuff can be added or removed after running IfoCAD.

The code collection includes four routines:

- loadICV[] reads ICV files created by IfoCAD and separates the line-wise written objects.
- convertICV[] does a string conversion for an use in Mathematica and later conversion for graphics objects.
- drawIfo3D[] creates 3D graphics objects from it's input depending on the object type. It is intended to work with Graphics3D[].
- drawIfo2D[] works like drawIfo3D but does an internal projection/reduction to the x-y-plane. It is intended to work with Graphics[].

The code was written for the autor's puposes and was only tested with her IfoCAD simulations. Because the routines were written in Mathematica 8.0.4.0 on a MacBook Pro Late 2011 with Mac OS X 10.7.5 Lion, they are only tested there, so some stuff are left for the future.

- Test routines on other platforms.
- Test all types of IfoCAD objects with the routines.
- Implement sufficient output (e.g. square mirrors, curved objects, elliptical shapes, obj).
- Implement TXV input.
- Implement a sufficient Thickness[] for laser beams which correponds to IfoCAD units.
- Implement x-y-projection for tilted and thin objects in drawIfo2D.
- Test if Tube[] has an advantage over Cylinder[] in drawIfo3D.
- Implement easier manipulation of plot style (e.g. color of graphics objects, position of labels). This could also be implemented in IfoCAD.
- Implement surface name output.
- Implement sufficient opacity for Ifocadviewer, SVG_out and ViewerICV. Issue:
 - Ifocadviewer outputs opacity=0 and opacity=255 as full intensity; SVG outputs opacity=0 as full transparancy and opacity=255 as full intensity;
 - Mathematica outputs opacity=0 as perfect transparency and opacity=255 as full intensity.
- Implement projection plane as option for drawIfo2D.

Implementation

ChangeLog :

- Jun 2017 (I. Hamann) intial version (read all, replace unused stuff by " ").
- Nov 2017 (I. Hamann) re-new line-by-line read-in motivated by Ifocadviewer routines (ifgui.cpp: loadfile_icv() + https://rosettacode.org/wiki/Read_a_file_line_by_line, [2017-11-26])

Aug 2018 (I. Hamann) comments added, drawIfo3D: bm x-radius added, drawIfo3D&
drawIfo2D: color assignment corrected, color variable added, Opacity[]
removed because of issues, string replacements removed according to
convertIcv, loadIcv: add "#" as eol char for sfp and sfj

```

1 loadIcv[path_] := Module[{file, line, out = {}, temp = {}},
2   file = OpenRead[path];
3   If[file != $Failed,
4     line = Read[file, String];
5     While[
6       line != EndOfFile,
7       line = Which[
8         StringMatchQ[line, "sf_*"], line,
9         StringMatchQ[line, "obj_*"], line,
10        StringMatchQ[line, "bm_*"], line,
11        StringMatchQ[line, "sfj_*"],
12        temp = line <> "#";
13        Do[
14          line = Read[file, String];
15          temp =
16            StringJoin[
17              temp <> StringReplace[line, "=" -> ToString[i] <> "="]],
18            {i, 2}]; temp,
19        StringMatchQ[line, "sfp_*"],
20        temp = line <> "#";
21        Do[
22          line = Read[file, String];
23          If[StringMatchQ[line, "sfp_end_"], Break[]];
24          temp =
25            StringJoin[
26              temp <> StringReplace[line, "cen" -> "cen" <> ToString[i]]],
27            {i, 5}]; temp
28        ];
29        AppendTo[out, line];
30        line = Read[file, String];
31      ];
32    Close[file];
33    out
34  ]
35
36 convertIcv[inString_] := Module[{outString},
37   outString =
38     Partition[
39       StringReplace[(*StringSplit[inString, {"=", " ", ":"}]*)
40         StringSplit[inString, {"=", " ", "#"}], {"(" -> "", "_" -> "",
41           "e-" -> "*^-", "e+" -> "*^+", "->" -> "\[RightArrow]"}], 2];
42   outString =
43     ToString[
44       Map[#[[1]] <> "->" <> "{" <> #[[2]] <> "}" &, outString]];
45   outString
46 ]
47
48 drawIfo3D[inString_] := Module[{out, rule, style, color},
49   color =
50     "RGBColor[Rescale[col.{1,0,0},{0,1,0},{0,0,1},{0,0,0}},{0,255}]]";
51   rule = convertIcv[inString];
52   style = Which[
53     StringMatchQ[rule, "{sfcen*"}],
54     "{" <> color <>
55     "If[type.{1}==0,Cylinder[{sfcen,sfcen+nv*0.1},size[[1]]/2],Polygon[{sfcen+size
56       [[1]]/2+nv+size[[2]]/2*nv,sfcen-size[[1]]/2+nv+size[[2]]/2*nv,sfcen-size
57       [[1]]/2+nv-size[[2]]/2*nv,sfcen+size[[1]]/2+nv-size[[2]]/2*nv}]]",
58     StringMatchQ[rule, "{sfj*"}],
59     (*rule=StringReplace[rule,{"sfjsfcen"->"sf1","sf1#sfcen"->
60       "sf2"}];*)

```

```

59
60 {"RGBColor[Rescale[sfjcol.{1,0,0},{0,1,0},{0,0,1},{0,0,0}},{0,255}]],Cylinder[{
    sfcen1,sfcen2},{size1.{1,0}/2}]],
61 StringMatchQ[rule, "{sfp*}",
62 (*rule=StringReplace[rule,"sf"~~DigitCharacter ~~"cen"->"cen"];*)
63
64 {" " <> color <> "Polygon[{cen1,cen2,cen3,cen4}]]",
65 StringMatchQ[rule, "{bmcen*}",
66 {" " <> color <> "Cylinder[{bmcen,bmcen+dir*len.{1}},radius.{1,0}]]",
67 StringMatchQ[rule, "{objcen*}",
68 "{}"
69 ];
70 out = ToExpression[style <> "/" <> rule]]
71
72 drawIfo2D[inString_] := Module[{out, rule, style, color},
73 color =
74 "RGBColor[Rescale[col.{1,0,0},{0,1,0},{0,0,1},{0,0,0}},{0,255}]],";
75 rule = convertIcv[inString];
76 style = Which[
77 StringMatchQ[rule, "{sfcen*}",
78 {" " <> color <> "Line[{(sfcen-nvh*size.{0,1}/2).{{1,0},{0,1},{0,0}},sfcen
    .{{1,0},{0,1},{0,0}},(sfcen+nvh*size.{0,1}/2).{{1,0},{0,1},{0,0}}]}",
79 StringMatchQ[rule, "{sfj*}",
80 (*rule=StringReplace[rule,{"sfjsfcen"->"sf1","sf1#sfcen"->
81 "sf2"}];*)
82
83 {"RGBColor[Rescale[sfjcol.{1,0,0},{0,1,0},{0,0,1},{0,0,0}},{0,255}]],Polygon[{(
    sfcen1-nvh1*size1.{1,0}/2).{{1,0},{0,1},{0,0}},(sfcen1+nvh1*size1.{1,0}/2)
    .{{1,0},{0,1},{0,0}},(sfcen2-nvh2*size2.{1,0}/2).{{1,0},{0,1},{0,0}},(sfcen2+nvh2
    *size2.{1,0}/2).{{1,0},{0,1},{0,0}}]}",
84 StringMatchQ[rule, "{sfp*}",
85 (*rule=StringReplace[rule,"sf"~~DigitCharacter ~~"cen"->"cen"];*)
86
87 {" " <> color <> "Polygon[{cen1.{{1,0},{0,1},{0,0}},cen2.{{1,0},{0,1},{0,0}},cen3
    .{{1,0},{0,1},{0,0}},cen4.{{1,0},{0,1},{0,0}}]}",
88 StringMatchQ[rule, "{bmcen*}",
89 {" " <> color <> "CapForm[\"Butt\",Thickness[radius.{1,0}/720],Line[{bmcen
    .{{1,0},{0,1},{0,0}},(bmcen+dir*len.{1}).{{1,0},{0,1},{0,0}}]}",
90 StringMatchQ[rule, "{objcen*}",
91 "{}"
92 ];
93 out = ToExpression[style <> "/" <> rule]]

```

First, load the ICV file, which create a list of elements. This list can be manipulated for a graphical use (see Second) and elements can be selected by Mathematica's list manipulation possibilities, e. g. select only three elements for plotting.

Second, apply the drawIfo3D or drawIfo2D function to each list element. Using this inside Graphics3D or Graphics will produce a graphical output, which can be manipulated with the complete functionality of Graphics(3D), e. g. rotation, adding axes, labels, image size, plot range and so on. Also all kind of graphical elements can be added to the output, e. g. arrows. To change the plot style one can use ReplaceAll on RGBColor[], EdgeForm[] or FaceForm[] with information from the graphic's input.

```

94 (*First*) MyIfo = loadIcv[NotebookDirectory[] <> "test.icv"];
95 (*Second:*) Graphics3D[Map[drawIfo3D, MyIfo], Axes -> True, Boxed -> False, AxesLabel ->
    {"x_in_mm", "y_in_mm", "z_in_mm"}, Lighting -> "Neutral"]
96 (*Second:*) Graphics[Map[drawIfo2D, MyIfo] (*, ImageSize->300*)]

```

Anhang C: Herleitung des Zweispiegelmodells

Für das Zweispiegelmodell aus Abschnitt 4.1 wird im Folgenden die mathematisch-analytische Herleitung zur Verkipfung der Materialprobe angegeben. Dabei wird ein Koordinatensystem in den Mittelpunkt der Materialprobe gelegt (Abbildung C.1 mit Drehpunkt Q). Die beiden Probenspiegel sind somit genau um eine halbe Probenlänge $q = L/2$ vom Nullpunkt in y -Richtung und r in x -Richtung entfernt.

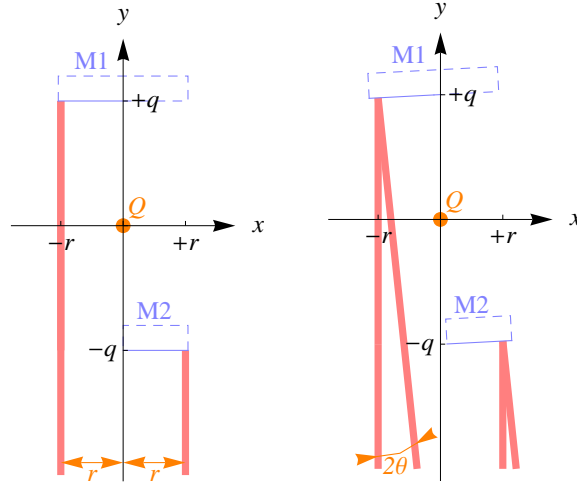


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der idealen Probenposition (links) und der verkippten Probenposition (rechts) zur Modellierung.

Die Modellierung beginnt mit dem oberen Spiegel M1 zunächst in der Grundposition über zwei Punkte, welche die reflektierende Fläche begrenzen

$$Q_{1,M1} = \begin{pmatrix} 0 \\ +q \end{pmatrix} \text{ und } Q_{2,M1} = \begin{pmatrix} -r \\ +q \end{pmatrix} .$$

Während der Verkipfung der Materialprobe kommt es effektiv zu einer Drehung dieser Spiegelpunkte. Die Drehung beider Punkte erfolgt mittels 2D-Rotationsmatrix um den Winkel θ

$$Q'_{1,M1} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & +\cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ +q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -q \sin(\theta) \\ +q \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

$$Q'_{2,M1} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & +\cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -r \\ +q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -r \cos(\theta) - q \sin(\theta) \\ +q \cos(\theta) - r \sin(\theta) \end{pmatrix} .$$

Beide Punkte werden nun für eine Geradengleichung verwendet, deren Steigung m berechnet wird aus

$$m = \frac{y'_{2,M1} - y'_{1,M1}}{x'_{2,M1} - x'_{1,M1}} = \frac{(+q \cos(\theta) - r \sin(\theta)) - (+q \cos(\theta))}{(-r \cos(\theta) - q \sin(\theta)) - (-q \sin(\theta))} = \frac{-r \sin(\theta)}{-r \cos(\theta)} = \tan(\theta) .$$

Diese Steigung wird nun zusammen mit $Q_{1,M1}$ in die Geradengleichung eingesetzt und umgeformt

$$\begin{aligned} y - y'_{1,M1} &= m(x - x'_{1,M1}) \\ \Rightarrow (y - q \cos(\theta)) &= \tan(\theta)(x + q \sin(\theta)) \\ \Leftrightarrow y &= q \cos(\theta) + x \tan(\theta) + q \sin(\theta) \tan(\theta) . \end{aligned}$$

Der Auftreffpunkt des Strahls Q_{M1} kann somit angegeben werden als

$$Q_{M1} = \begin{pmatrix} -r \\ q \cos(\theta) - r \tan(\theta) + q \sin(\theta) \tan(\theta) \end{pmatrix} . \quad (C.1)$$

Der Strahl beginnt im Punkt

$$Q_{0,M1} = \begin{pmatrix} -r \\ -q \end{pmatrix} ,$$

woraus sich dann mit Gleichung (C.1) die optische Länge des eintreffenden Strahls auf M1 berechnen lässt

$$\begin{aligned} l_{1,M1} &= |Q_{M1} - Q_{0,M1}| \\ &= \sqrt{(-r - (-r))^2 + (q \cos(\theta) - r \tan(\theta) + q \sin(\theta) \tan(\theta) - (-q))^2} \\ &= -r \tan(\theta) + q(\sin(\theta) \tan(\theta) + \cos(\theta) + 1) . \end{aligned}$$

Die optische Länge des reflektierten Strahls ergibt sich als

$$l_{2,M1} = \frac{l_{1,M1}}{\cos(2\theta)}$$

und somit die gesamte optische Länge als

$$\begin{aligned} l_{M1} &= l_{1,M1} + l_{2,M1} = l_{1,M1} + \frac{l_{1,M1}}{\cos(2\theta)} = l_{1,M1} \left(1 + \frac{1}{\cos(2\theta)} \right) \\ &= (-r \tan(\theta) + q(\sin(\theta) \tan(\theta) + \cos(\theta) + 1)) \left(1 + \frac{1}{\cos(2\theta)} \right) \\ &= (-r \tan(\theta) + q \sec(\theta) + q)(1 + \sec(2\theta)) . \end{aligned} \quad (C.2)$$

Auf die beschriebene Weise kann für den unteren Spiegel M2 mit den Punkten

$$Q_{1,M2} = \begin{pmatrix} 0 \\ -q \end{pmatrix} \text{ und } Q_{2,M2} = \begin{pmatrix} +r \\ -q \end{pmatrix}$$

ebenfalls der Auftreffpunkt

$$Q_{M2} = \begin{pmatrix} r \\ -q \cos(\theta) - q \sin(\theta) \tan(\theta) + r \tan(\theta) \end{pmatrix}$$

und die optische Länge

$$\begin{aligned} l_{M2} &= (r \tan(\theta) - q(\tan(\theta) \sin(\theta) + \cos(\theta) + 1)) \left(1 + \frac{1}{\cos(2\theta)}\right) \\ &= (r \tan(\theta) - q \sec(\theta) + q)(1 + \sec(2\theta)) \end{aligned} \quad (C.3)$$

ermittelt werden.

Durch Rücksubstitution $q \rightarrow L/2$ und Hinzunahme einer Funktion für die Spiegel-Eigenbewegung ergeben sich die optischen Weglängen l der Strahlen aus (C.2) und (C.3) zu

$$\begin{aligned} l_{M1} &= \left(-r \tan(\theta) + \frac{L}{2} \sec(\theta) + \frac{L}{2}\right) (1 + \sec(2\theta)) + g(M1) \\ l_{M2} &= \left(+r \tan(\theta) - \frac{L}{2} \sec(\theta) + \frac{L}{2}\right) (1 + \sec(2\theta)) + g(M2) \end{aligned}$$

Der optische Längenunterschied zwischen beiden Probenspiegeln $\Delta l = \frac{1}{2}(l_{M1} - l_{M2})$ kann für die beiden Fälle aus Abbildung C.1 angegeben werden

$$\Delta l_{\text{Ideal}} = L \quad (C.5)$$

$$\Delta l_{\text{Modell}} = \cos(\theta) \sec(2\theta)(L - 2r \sin(\theta)) + g(M1) - g(M2) \quad (C.6)$$

Im Idealfall ist der Längenunterschied genau die Ausgangslänge L der Materialprobe. Verkippt die Materialprobe allerdings mit dem Winkel θ um den Probenmittelpunkt, wird auch der Abstand der Strahlen r vom Drehpunkt Q und gegebenenfalls die nicht genauer spezifizierten Kippfunktionen g der Probenspiegel M1 und M2 relevant.

Die Abweichung zwischen beiden Fällen (C.5) und (C.6) wird als

$$\Delta l_{\text{Ideal,Modell}} = \Delta l_{\text{Modell}} - \Delta l_{\text{Ideal}} \quad (C.7)$$

bezeichnet.

Für kleine Winkelbereiche kann um den Nullpunkt (unverkippte Materialprobe) linearisiert werden und man erhält dann

$$\Delta l_{\text{Ideal,Modell}} \approx -2\theta r + g(M1) - g(M2) . \quad (C.8)$$

Abbildung C.2 stellt ein numerisches Beispiel für die beiden Gleichungen der Längenabweichungen im Intervall $[-10 \text{ mrad}, +10 \text{ mrad}]$ dar, um den gültigen Bereich der Linearisierung zu überschreiten. Es zeigt sich, dass die Längenabweichung invers-proportional

zum Winkel θ ist. Unter Berücksichtigung von Abbildung C.1, führt eine Verkipfung im Uhrzeigersinn (mathematisch-negativ, $\theta < 0$) zu einer Vergrößerung des Längenunterschieds Δl zwischen den Probenspiegeln und umgekehrt.

Mit IfoCADs makroskopischer Längenänderung kann eine numerisch exakte Übereinstimmung des Längenunterschiedes zum analytische Modell erreicht werden (Abbildung C.2).

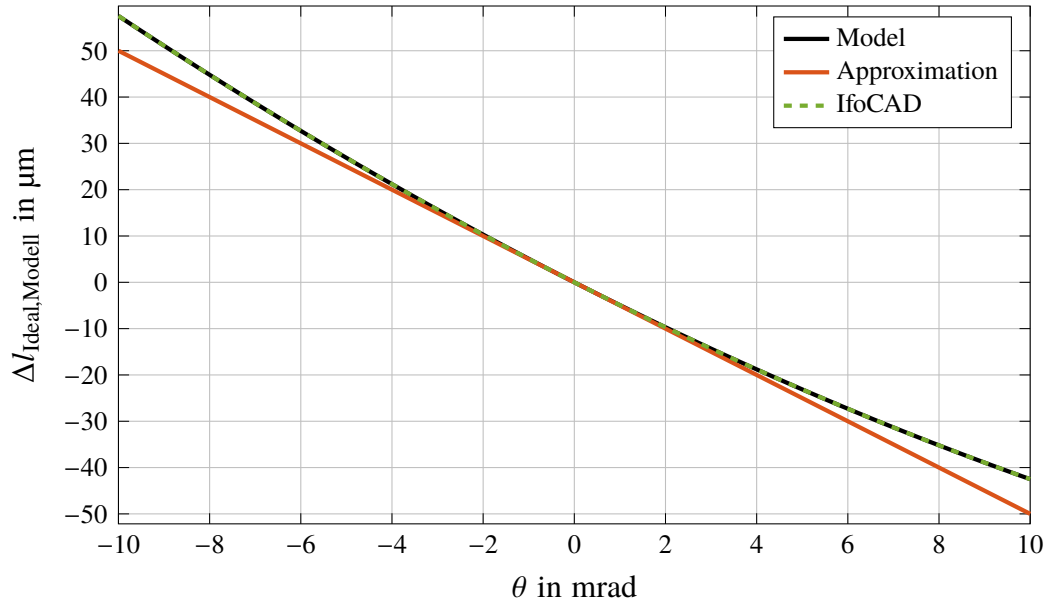


Abbildung C.2: Abweichung der modellierten Länge von der idealen Länge aufgetragen über dem Verkippwinkel für das analytische Modell (C.7), die Approximation (C.8) und die IfoCAD-Simulation ($r = 2,5 \text{ mm}$, $L = 50 \text{ mm}$) unter Vernachlässigung der Kippfunktionen g .

Anhang D: Silicium-Materialprobe

In Abschnitt 4.4 wurde eine Silicium-Materialprobe zur Charakterisierung des Dilatometers eingesetzt. In diesem Anhang werden das Material und die Materialprobe genauer beschrieben.

Elementares Silicium besitzt vier Valenzelektronen und bildet über kovalente Bindungen eine Tetraeder-Struktur mit den benachbarten vier Atomen aus. Diese Art der Bindung bestimmt die Eigenschaften des Materials.

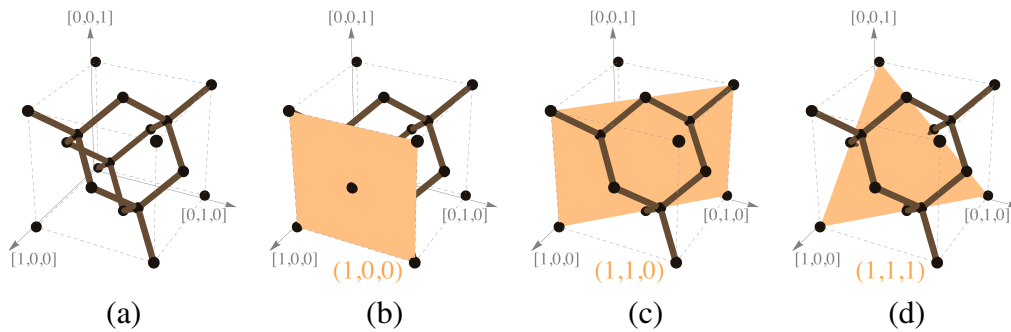


Abbildung D.1: Gitterdarstellung von Silicium in Einheitszelle und mit drei Hauptebenen aus [139, 140].

Wie in den Veröffentlichungen [140, 141] beschrieben, besteht die Gitterstruktur von Silicium aus zwei flächenzentrierten kubischen Systemen, welche in der Raumdiagonalen um den Vektor $(1/4, 1/4, 1/4)$ verschoben sind (Abbildung D.1 (a)). Industriell wird Silicium in drei Orientierungen gefertigt, welche den in Abbildung D.1 (b-d) gezeigten Hauptebenen entsprechen. Diese Hauptebenen, oder auch Orientierungen, beeinflussen die Materialparameter. Mechanische Eigenschaften sind richtungs- beziehungsweise ebenenabhängig, wie die Veröffentlichungen [140–143] angeben. Allerdings sind die thermalen Eigenschaften, wie Ausdehnungskoeffizient oder Leitfähigkeit, von der Kristallorientierung unabhängig. Im Artikel [44] wurden Materialproben mit $\langle 100 \rangle$ -Orientierung verwendet. Deshalb wurde für die vorliegende Arbeit eine Materialprobe der gleichen Orientierung gewählt, um die Vergleichbarkeit zu erhöhen.

Ein Nachweis der Kristallorientierung wurde durch $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung mittels Röntgen-Diffraktometer [144] bei 15,406 nm und Raumtemperatur (≈ 295 K) durchgeführt. Abbildung D.2 stellt die bereinigten Messstrahlintensitäten zusammen mit Referenzdaten für die untersuchten Winkel zwischen Strahlquelle, Materialprobe und Detektor dar. Die Messergebnisse zeigen bei ungefähr 69° ein Maximum. Aufgrund des einen Maximums handelt es sich beim Probenmaterial um einen Einkristall. Zusätzlich stimmt dieses Maximum mit der Referenz-Orientierung, einem vielfachen von $\langle 100 \rangle$, überein. Im Falle einer anderen Orientierung wäre das Maximum bei einem anderen Winkel sichtbar und bei polykristalinem Silicium würden Maxima bei mehreren Winkeln auftreten. Eine genauere Beschreibung der Röntgen-Diffraktometrie ist beispielsweise in der Literatur [145–147] zu finden.

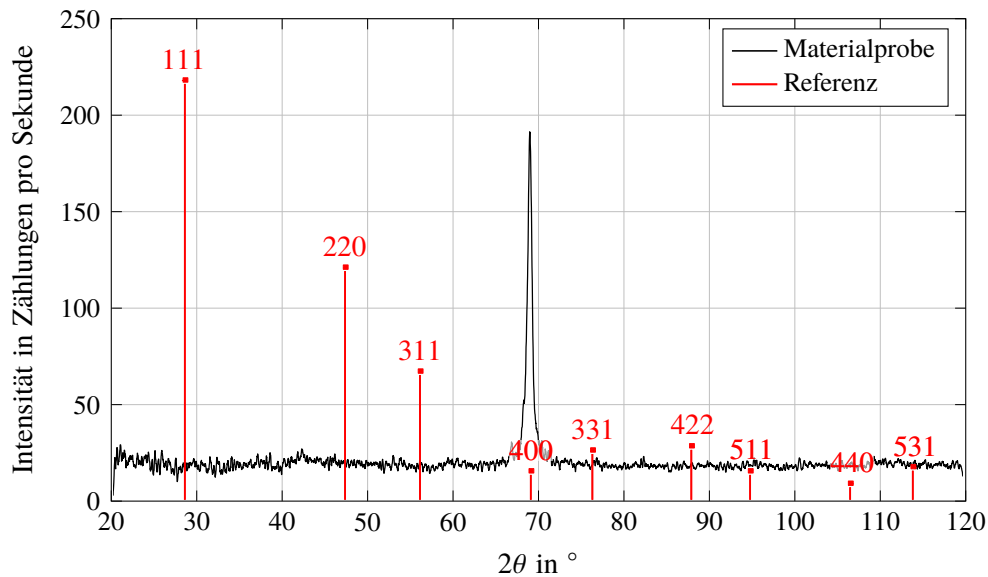


Abbildung D.2: Diffraktogramm der Materialprobe und Referenzwerte der Auswertesoftware EVA [148].

Sowohl die nachgewiesene als auch andere Kristallorientierungen werden durch den Impfkristall festgelegt, welcher bei der Herstellung des Einkristalls eingesetzt wird. Entsprechend dem Artikel [44] wurde die Materialprobe mittels Zonenzieh-Verfahren (float-zone) gefertigt und besitzt somit eine geringe Konzentration an Fremdatomen. Weitere Verfahren zur Herstellung eines Silicium-Einkristalls sind das Czochralski-Verfahren, das Bridgeman-Stockberger-Verfahren und das Vertical-Gradient-Freeze-Verfahren. Für eine genaue Beschreibung der genannten Verfahren wird auf die Veröffentlichungen [140, 149–151] verwiesen. Der gezogene Einkristall wird dann mechanisch weiterverarbeitet. Im Falle der rohrförmigen Materialprobe wird laut Hersteller [152] zunächst ein leicht überdimensioniertes Stück mit einer Diamant-Bandsäge aus dem gezogenen Einkristall ausgesägt. Der gewünschte Außendurchmesser wird durch eine Rundschleifmaschine erreicht und der Innendurchmesser durch einen passenden Diamantbohrer. Der Zuschnitt der Probenlänge erfolgt durch eine Innenlochsäge. Aufgrund des Klemmmechanismus der Spiegelhalter wurden keine speziellen Anforderungen an die Beschaffenheit der Außenrohr-, Innenrohr- oder Endflächen gestellt. Ein Werkzeugzeugnis über die Maßhaltigkeit des Außendurchmessers von 28 mm, Innendurchmessers von 20 mm und zugeschnittenen Rohrlänge von 60 mm mit einer eingehaltenen Toleranz von $\pm 0,1$ mm wurde zusammen mit der Materialprobe geliefert. Weiterhin wurde durch den Hersteller die Parallelität der Endflächen nachgewiesen mit $0,0111^\circ$ und $0,0117^\circ$ laut den beiden protokollierten Messungen und ein Protokoll der Glimmentladungs-Massenspektrometrie. Dieses enthält die Konzentrationen von chemischen Elementen, womit aus den Konzentrationen von Bor, mit $<0,005$ ppmw, und Phosphor, mit $0,02$ ppmw, die Silicium-Reinheit von $99,99999\%$ angegeben wird. Das Verfahren kann zum Beispiel in der Literatur [153, 154] nachgelesen werden.

Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

1.1	Schema des generalisierten Dilatometers	10
1.2	Schema des Schubstangen-Dilatometers	11
1.3	Schema des interferenziellen Dilatometers	12
1.4	Schema des erweiterten Laser-Dilatometers	14
1.5	Schema der Wellenfronten an QPD	15
1.6	Daten der Referenzmaterialien zweier Metrologieinstitute	17
1.7	CTE-Charakteristiken der Referenzmaterialien	17
1.8	CAD und Foto der Materialprobe mit Spiegelhaltern, Haltering und Probenaufnahme	19
1.9	Materialproben des Laser-Dilatometers	21
2.1	Schema und Foto des Laser-Dilatometers	23
2.2	CAD, Schema und Foto des Heizsystems	25
2.3	CAD, Schema und Foto des Kühlsystems	27
2.4	CAD der Vakuumkammer mit Detailansicht der Breadboard-Halterung	29
2.5	Foto, CAD, Schema des Spiegelhalters	30
2.6	CAD der Probenaufnahme	31
2.7	Visualisierung der Justagemöglichkeit der Probenaufnahme	32
2.8	Foto und Schema des Strahlengangs der Heterodyn-Frequenzerzeugung	34
2.9	Foto und Schema des Strahlengangs des Heterodyn-Interferometers	36
2.10	Schema zur SED	37
2.11	Schema der Phasen- und Intensitätsstabilisierung	38
2.12	Schema des Phasenmeters	40
2.13	Foto und Schema zu den Temperatursensoren an der Materialprobe	41
2.14	Schemata zum DWS-Verfahren	42
3.1	IfoCAD-Modell des Interferometers	47
3.2	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario A	49
3.3	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario B	51
3.4	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario C	52
3.5	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario D	53
3.6	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario E	54
3.7	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario F	55
3.8	Schema, lineare und sinusförmige Anregung beim Szenario G	56
3.9	Kopplungsfaktoren der Szenarien bei linearer Anregung	57
3.10	Amplituden der Szenarien bei sinusförmiger Anregung	57
3.11	Simulierte Charakteristik des DWS-Verfahrens	59
3.12	Schemata zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren	62
3.13	Skalierungsfaktoren bei unterschiedlichen Verkipfungsbereichen und Skalierungsfaktoren bei unterschiedlichen Mittelwerten des Verkipfungsbereichs	62

3.14	Skalierungsfaktoren bei unterschiedlichen Probenlängen	63
3.15	Unsicherheit der simulierten Skalierungsfaktoren bei verwendeten Metho- diken	63
4.1	ΔL - und DWS-Signale mit abweichender Periodizität	64
4.2	CAD und Messwerte der untersuchten Kippvarianten (a) bis (d)	66
4.3	Mittlere Spitze-Spitze-Werte von ΔL und ΔT der Varianten (a-d)	67
4.4	Schemata zur Probenbewegung verursacht durch den Haltering	68
4.5	Schema und Foto des Strahlengangs für Rauschmessung	69
4.6	ASDs der Signalaufbereitungen mit ΔL und η_{2h}	70
4.7	Schema des Strahlengangs und ASD zur Methodik 1	73
4.8	Messergebnisse bei periodischer Verkipfung mit Methodik 1	73
4.9	Schema des Strahlengangs und ASD zur Methodik 2	75
4.10	Messergebnisse bei periodischer Verkipfung mit Methodik 2	75
4.11	Schema des Strahlengangs und Messergebnisse zur Methodik 3	77
4.12	Sensormesswerte der drei Pt100 an der Materialprobe	80
4.13	Messwerte von f , Δf und ΔL bei konstanter Temperatur	80
4.14	ASDs für die Unsicherheitsbestimmung innerhalb der CTE-Berechnung .	80
4.15	Messwerte von T , ΔT und ΔL bei variabler Temperatur	82
4.16	Messwerte von β_{1h} und β_{2h} bei sinusförmiger Temperaturänderung . . .	82
4.17	Messwerte von β_{1v} und β_{2v} bei sinusförmiger Temperaturänderung . . .	84
4.18	FFT-Amplitudenspektrum von β_{1h} und β_{2h} bei sinusförmiger Temperatur- änderung	84
4.19	Schemata zu den TTL-Hypothesen	85
4.20	Messwerte und FFT-Amplitudenspektren von β_{1h} und β_{2h} bei variabler Frequenz und konstanter Temperatur	86
A.1	Schema und Foto der Frequenzstabilisierung	91
A.2	Diagramm Iod-Linie 1110	92
A.3	Diagramm Laserstabilität	92
C.1	Schema Probenposition zur Herleitung des Zweispiegelmodells	108
C.2	Diagramm $\Delta l_{\text{Ideal,Modell}}$ über θ für Modell, Approximation und IfoCAD .	111
D.1	Schema Gitter Si	112
D.2	Diagramm Diffraktometrie Si	113

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

a_j	Amplitude des komplexen Phasenmesswerts (a) des Detektorsegments $j = 1 \dots 8$
AD	Analog-Digital-Wandlung
AOM	akusto-optischer Modulator
	AOM1 AOM [93] verschiebt f_{Laser} um f_{AOM1}
	AOM2 AOM [94] verschiebt f_{Laser} um f_{AOM2}
ASD	(S) Amplitudenrauschdichte, engl. amplitude spectral density
	S_X Amplitudenrauschdichte eines beliebigen Signals
a.u.	willkürliche Einheit, engl. arbitrary unit
BD	Strahlabsorber, engl. beam dump
BS	Strahlteiler, engl. beam splitter
CAD	computer-gestützter Entwurf, engl. computer-aided design
CFRP	kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff, engl. carbon fiber reinforced polymer
CTE	(α) thermischer Ausdehnungskoeffizient, engl. coefficient of thermal expansion
d	(Strahl-)Abstand
	d_1 Abstand beziehungsweise Strahlhöhe
	d_2 Abstand
	d_3 Abstand
Δ	Signaländerung oder Unterschied
	Δd Abstandsänderung
	Δf Frequenzänderung
	$\Delta \ell$ Längenänderung innerhalb IfoCAD
	ΔL Längenänderung
	Δl optischer Weglängenunterschied
	Δl_{Ideal} optischer Weglängenunterschied im Idealfall
	Δl_{Modell} optischer Weglängenunterschied mit Modell
	$\Delta l_{\text{Ideal,Modell}}$ optischer Weglängenabweichung zwischen Idealfall und Modell
	ΔT Temperaturänderung
δT	Temperaturdifferenz zwischen Temperatursensoren
DWS	(η) Verkippungssignal, engl. differential wavefront sensing
	η_h horizontales DWS-Signal
	η_v vertikales DWS-Signal
	η_{1h} horizontales DWS-Signal der QPD1
	η_{1v} vertikales DWS-Signal der QPD1
	η_{2h} horizontales DWS-Signal der QPD2
	η_{2v} vertikales DWS-Signal der QPD2
e	Exponential-Funktion
ESC	Strahlteiler zur Erzeugung paralleler Strahlen, engl. energy separator cube

f	(elektrische) Frequenz
f_1	Laser-Frequenz
f_2	Laser-Frequenz
f_{AOM1}	AOM-Frequenz (PI_A verwendet [103] und PI_D verwendet [104])
f_{AOM2}	AOM-Frequenz (PI_A verwendet [103] und PI_D verwendet [104])
f_{het}	Heterodyn-Frequenz
f_{Laser}	Laserfrequenz generiert von Laser-Modul [89]
f_{mod}	Modulationsfrequenz
f_{samp}	Abtastfrequenz, engl. sample frequency
FIFO	Speicherarchitektur mit engl. first-in first-out
FFT	(\mathcal{F}) schnelle Fouriertransformation, engl. fast Fourier transform
FPGA	programmierbare Analog-Rechenstruktur, engl. field-programmable gate array
g	Funktion
θ	(Dreh-)Winkel
i	imaginäre Einheit
IfoCAD	Software-Bibliothek zum Design und Simulation von Laser-Interferometern
j	Indexvariable
k	Faktor beziehungsweise Wert
k_{QPD}	Skalierungsfaktor QPD
k_{QPD1}	Skalierungsfaktor QPD1
k_{QPD2}	Skalierungsfaktor QPD2
$k_{\Delta L}$	Kopplungsfaktor ΔL
k_{η_h}	Kopplungsfaktor horizontales DWS-Signal
k_{η_v}	Kopplungsfaktor vertikales DWS-Signal
$k_{\eta_{1h}}$	Kopplungsfaktor QPD1
$k_{\eta_{1v}}$	Kopplungsfaktor QPD1
$k_{\eta_{2h}}$	Kopplungsfaktor QPD2
$k_{\eta_{2v}}$	Kopplungsfaktor QPD2
$k_{T_{\text{Probe1}}}$	Korrekturwert T_{Probe1}
$k_{T_{\text{Probe3}}}$	Korrekturwert T_{Probe3}
k_{TTL}	Kopplungsfaktor TTL
L	Länge beziehungsweise (Proben-)Ausgangslänge
l	optische Weglänge
l_{M1}	optische Weglänge
$l_{1,\text{M1}}$	optische Weglänge
$l_{2,\text{M1}}$	optische Weglänge
l_{M2}	optische Weglänge
λ	Wellenlänge
$\lambda/2$	Verzögerungs-Wellenplatte zur Drehung linear polarisierter Laserstrahlen

$\lambda/4$	Verzögerungs-Wellenplatte zur Umwandlung zwischen linearer und zirkularer Polarisation
LabVIEW	Programmiersprache, engl. Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench
Laser	Elektro-magnetische Strahlquelle auf Basis stimulierter Emission, engl. light amplification by stimulated emission of radiation
LISA	Gravitationswellendetektor, engl. Laser Interferometer Space Antenna
LPSD	Routine zur Berechnung des Dichtespektrums, engl. Logarithmic frequency axis Power Spectral Density
LTPDA	Routinensammlung zur Signalanalyse, engl. LISA Technology Package Data Analysis
m	Hilfsvariable
M1	oberer Probenspiegel, engl. mirror
M2	unterer Probenspiegel, engl. mirror
M45	45°-Spiegel, engl. mirror
MATLAB	Datenverarbeitungssoftware, engl. MATrix LABoratory
MLI	thermische Abschirmfolie, engl. multi layer insulation
N	Anzahl der Datenpunkte
NIST	National Institute of Standards and Technology
NMIJ	National Metrology Institute of Japan
NPRO	nichtplanarer Ringoszillator
Nd:YAG	Neodym ³⁺ -Ionen dotierter Yttrium Aluminium Granat
P1	Piezo-Spiegel
P2	Piezo-Spiegel
π	physikalisch-mathematische Konstante $\approx 3,14159$
PBS	polarisierender Strahlteiler, engl. polarizing beam splitter
PC	Rechner des Thermalsystems, engl. personal computer for thermal system
PI	Proportional-Integral-Regelverfahren zur Verringerung des Fehlersignals (Sollwert–Istwert)
PI _A	Phasen- und Intensitätsstabilisierung mit Analog-Reglern [98]
PI _D	Phasen- und Intensitätsstabilisierung mit Digital-Reglern [99]
POL	Polarisator
ppmw	Einheit im Massenspektrogramm, engl. parts per million weight
Pt100	resistiver Temperatursensor auf Basis von Platin
PXI	Rechnersystem mit engl. PCI eXtensions for Instrumentation
q	Substitutionsgröße
Q	(Dreh-)Punkt
Q_{M1}	Modellierungspunkt an M1
$Q_{0,M1}$	Modellierungspunkt an M1
$Q_{1,M1}$	Modellierungspunkt an M1

	$Q_{2,M1}$	Modellierungspunkt an M1
	Q_{M2}	Modellierungspunkt an M2
	$Q_{1,M2}$	Modellierungspunkt an M2
	$Q_{2,M2}$	Modellierungspunkt an M2
QPD		Quadranten-Photodetektor
	QPD1	Detektor mit 4-Segment-Photodiode [155] sowie Chassis [130] und Elektronik [101]
	QPD2	Detektor mit 4-Segment-Photodiode [155] sowie Chassis [130] und Elektronik [101]
r		halber Strahlabstand
rad_{elec}		Radiant beim elektrischen Signal
SBDFT		Einzelfrequenz-Fouriertransformation, engl. single-bin discrete Fourier transform
SED		Photodetektor, engl. single-element detector
	SED1	Detektor mit 1-Segment-Photodiode [156] sowie Chassis [130] und Elektronik [101]
	SED2	Detektor mit 1-Segment-Photodiode [156] sowie Chassis [130] und Elektronik [101]
	SED3	Detektor mit 1-Segment-Photodiode [156] sowie Chassis [130] und Elektronik [101]
SIG_A		Phasenmeter mit Verwendung der Analog-Eingänge des FPGAs [99, 100]
SIG_D		Phasenmeter mit Digital-Eingängen des FPGAs [99, 100] und AD-Elektronik [101]
T		Temperatur beziehungsweise gemittelte Temperatur
	T_0	Ausgangstemperatur
	T_{orig}	Temperatur unkorrigiert
	T_{korr}	Temperatur korrigiert
	T_{Probe1}	Probentemperatur
	T_{Probe2}	Probentemperatur
	T_{Probe3}	Probentemperatur
TTL		(β) Verkippungssignal unter Verwendung von DWS, engl. tilt-to-length
	β_h	horizontal TTL
	β_{1h}	horizontal TTL-Signal der QPD1
	β_{1v}	vertikal TTL-Signal der QPD1
	β_{2h}	horizontal TTL-Signal der QPD2
	β_{2v}	vertikal TTL-Signal der QPD2
t		Zeit
u		Unsicherheitsbeitrag
	uf	Unsicherheitsbeitrag der Frequenz
	$u\eta$	Unsicherheitsbeitrag des DWS-Signals
	$u\eta_{1h}$	Unsicherheitsbeitrag des η_{1h} -Signals

	$u\eta_{2h}$	Unsicherheitsbeitrag des η_{2h} -Signals
	uk_{QPD}	Unsicherheitsbeitrag des Skalierungsfaktors
	uk_{QPD2}	Unsicherheitsbeitrag des Skalierungsfaktors QPD2
	uT	Unsicherheitsbeitrag der Temperatur
	uL	Unsicherheitsbeitrag der Länge
	$u\Delta f$	Unsicherheitsbeitrag der Frequenzänderung
	$u\Delta T$	Unsicherheitsbeitrag der Temperaturänderung
	$u\Delta L$	Unsicherheitsbeitrag der Längenänderung
	$u\beta_{2h}$	Unsicherheitsbeitrag des β_{2h} -SignalsQPD1
ϕ		Phasenmesswert des Photodetektors
	ϕ_j	Phasenmesswert des Detektorsegments $j = 1...8$
	ϕ_{X_A}	Phasenmesswert des Detektorsegments
	ϕ_{X_B}	Phasenmesswert des Detektorsegments
	ϕ_{QPD1}	Mittelwert des Phasensignals von QPD1
	ϕ_{QPD2}	Mittelwert des Phasensignals von QPD2
X		beliebiges Signal
	X_A	beliebiges Segmentensignal
	X_B	beliebiges Segmentensignal
x		x-Komponente
	$x_{1,M1}$	x-Komponente von $Q_{1,M1}$
	$x_{2,M1}$	x-Komponente von $Q_{2,M1}$
y		y-Komponente
	$y_{1,M1}$	y-Komponente von $Q_{1,M1}$
	$y_{2,M1}$	y-Komponente von $Q_{2,M1}$
z		z-Komponente

Literaturverzeichnis

- [1] KORNFELD, R.P., ARNOLD, B.W., GROSS, M.A., DAHYA, N.T. UND KLIPSTEIN, W.M., GRACE-FO: The Gravity Recovery and Climate Experiment Follow-On Mission. *Journal of Spacecraft And Rockets*, 2019, Band 56, Nr. 3, doi: 10.2514/1.a34326
- [2] FLEDDERMANN, R. UND ANDERE, Testing the GRACE follow-on triple mirror assembly. *Classical and Quantum Gravity*, 2014, Band 31, Nr. 195004, doi: 10.1088/0264-9381/31/19/195004
- [3] DANZMANN, K. UND ANDERE, LISA Laser Interferometer Space Antenna A proposal in response to the ESA call for L3 mission concepts, 2017, https://www.elisascience.org/files/publications/LISA_L3_20170120.pdf, [2018-11-29]
- [4] WANNER, G., LISA PATHFINDER TEAM UND LISA CONSORTIUM, Space-based gravitational wave detection and how LISA Pathfinder successfully paved the way. *Nature Physics*, 2019, Band 15, S. 200–202, doi: 10.1038/s41567-019-0462-3
- [5] PEPI, J.W., Delayed elastic effects in Zerodur at room temperature. *Applied Optics*, 1992, Band 31, Nr. 1, S. 115–119, doi: 10.1364/AO.31.000115
- [6] GULATI, S.T. UND EDWARDS, M.J., ULETM-Zero Expansion, Low Density, and Dimensionally Stable Material for Lightweight Optical Systems. *Proceedings of SPIE*, 1997, doi: 10.1117/12.284710
- [7] BAUMANN, K., *Entwicklung und Fertigung der Glaskeramik Zerodur bei der Firma Schott Glas von 1966 bis 1996 und deren Anwendung als Spiegelmaterial im Großteleskopbau*. Dissertation, Universität Hamburg, 2001
- [8] DUNCKER, H., HELLMIG, O., WENZLAWSKI, A., GROTE, A., RAFIPOOR, A.J., RAFIPOOR, M., SENGSTOCK, K., UND WINDPASSINGER, P., Ultrastable, Zerodur-based optical benches for quantum gas experiments. *Applied Optics*, 2014, Band 53, Nr. 20, S. 4468–4474, doi: 10.1364/AO.53.004468
- [9] PIERCE, R. UND ANDERE, Stabilized Lasers for Space Applications: A High TRL Optical Cavity Reference System. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2012, doi: 10.1364/cleo_at.2012.jw3c.3
- [10] WEBSTER, S.A., OXBORROW, M., PUGLA, S., MILLO, J. UND GILL, P., Thermal-noise-limited optical cavity. *Physical Review A*, 2008, Band 77, Nr. 033847, doi: 10.1103/PhysRevA.77.033847
- [11] HERRMANN, S., SENGGER, A., MÖHLE, K., NAGEL, M., KOVALCHUK, E.V. UND PETERS, A., Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10⁻¹⁷ level. *Physical Review D*, 2009, Band 80, Nr. 10, doi: 10.1103/physrevd.80.105011

- [12] ADHIKARI, R.X., Gravitational radiation detection with laser interferometry. *Reviews of Modern Physics*, 2014, Band 86, Nr. 1, S. 121–151, doi: 10.1103/revmodphys.86.121
- [13] HINKLEY, N., SHERMAN, J.A., PHILLIPS, N.B., SCHIOPPO, M., LEMKE, N.D., BELOY, K., PIZZOCARO, M., OATES, C.W. UND LUDLOW, A.D., An Atomic Clock with 10–18 Instability. *Science*, 2013, Band 341, Nr. 6151, S. 1215–1218, doi: 10.1126/science.1240420
- [14] PRESTON, A., *Stability of materials for use in space-based interferometric missions*. Dissertation, University of Florida, 2010
- [15] SANJUÁN, J., KORYTOV, D., MUELLER, G., SPANNAGEL, R., BRAXMAIER, C., PRESTON, A. UND LIVAS, J., Note: Silicon carbide telescope dimensional stability and coefficient of thermal expansion investigations for space-based gravitational wave detectors. *Review of Scientific Instruments*, 2012, Band 83, Nr. 116107, S. 116107–1–116107–3, doi: 10.1063/1.4767247
- [16] BERGAMIN, A., CAVAGNERO, G., MANA, G. UND ZOSI, G., Lattice parameter and thermal expansion of monocrystalline silicon. *Journal of Applied Physics*, 1997, Band 82, Nr. 11, S. 5396–5400, doi: 10.1063/1.366308
- [17] SANJUAN, J., ABICH, K., GOHLKE, M., RESCH, A., SCHULDT, T., WEGEHAUPT, T., BARWOOD, G.P., GILL, P. UND BRAXMAIER, C., Long-term stable optical cavity for special relativity tests in space. *Optics Express*, 2019, Band 27, Nr. 25, S. 36206–36220, doi: 10.1364/oe.27.036206
- [18] VERLAAN, A.L., HOGENHUIS, H., PIJNENBURG, J., LEMMEN, M., LUCARELLI, S., SCHEULEN, D. UND ENDE, D., LISA Telescope Assembly Optical Stability Characterization for ESA. In: *International Conference on Space Optics*, 2012, doi: 10.1117/12.2309058
- [19] GÖBEL, E.O. UND SIEGNER, U., *The New International System of Units (SI): Quantum Metrology and Quantum Standards*. 2019, doi: 10.1002/9783527814480
- [20] KLEBER, W., BAUTSCH, H.J., BOHM, J. UND KLIMM, D., *Einführung in die Kristallographie*, Berlin, Boston: Oldenbourg Wissenschaftsverlag. 1998 und 2010, ISBN 9783341012055 und 9783486598858, doi: 10.1515/9783486598858, Abschnitt 3.2.4 Kristallzüchtung, Abschnitt 4.2 Thermische Ausdehnung und Wärmeleitung
- [21] JAMES, J.D., SPITTLE, J.A., BROWN, S.G.R. UND EVANS, R.W., A review of measurement techniques for the thermal expansion coefficient of metals and alloys at elevated temperatures. *Measurement Science and Technology*, 2001, Band 12, Nr. 3, S. R1–R15, doi: 10.1088/0957-0233/12/3/201

- [22] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG, Bestimmung der thermischen Längenänderung fester Körper - Teil 1: Grundlagen. DIN 51045-1, 2005
- [23] BADAMI, V.G. UND LINDER, M., Ultra-High Accuracy Measurement of the Coefficient of Thermal Expansion for Ultra-Low Expansion Materials. *Proceedings of SPIE*, 2002, doi: 10.1117/12.472323
- [24] JANKULA, M., ŠÍN, P., PODOBA, R. UND ONDRUŠKA, J., Typical problems in push-rod dilatometry analysis. *Materials Technology*, 2013, doi: 10.14382/epitoanyag-jsbcm.2013.3
- [25] YAMADA, N., ABE, R. UND OKAJI, M., A calibration method for measuring thermal expansions with a push-rod dilatometer. *Measurement Science and Technology*, 2001, Band 12, Nr. 12, S. 2121–2129, doi: 10.1088/0957-0233/12/12/313
- [26] TA INSTRUMENTS, Dilatometer. <http://www.tainstruments.com/wp-content/uploads/BROCH-DIL-2013-EN.pdf> und <http://www.tainstruments.com/wp-content/uploads/BROCH-DIL.pdf>, [2018-08-29, 2018-09-04]
- [27] Dilatometer-Serie DIL 402 Expedit Select, Supreme und Supreme HT. www.netzsch-thermal-analysis.com/de > Produkte & Lösungen > Dilatometrie > DIL 402 *Expandis Select & Supreme* > Broschüren > DIL 402 *Expandis Select/Supreme*, [2019-03-11]
- [28] NEUBERT, H., BINDL, E., MEHNERT, M., RÄDEL, H. UND LINSEIS, C., A high-speed interferometric dilatometer based on the inductive heating of a specimen. *Measurement Science and Technology*, 2009, doi: 10.1088/0957-0233/20/4/045102
- [29] MCFARLANE, A., A Fizeau dilatometer for irradiated specimens. *Journal of Scientific Instruments*, 1965, Band 42, Nr. 1, S. 24–27, doi: 10.1088/0950-7671/42/1/307
- [30] RICHARD, J.P., Cryogenic Fabry-Perot interferometer for time, gravity and material property experiments. In: *Conference on Precision Electromagnetic Measurements*, 1990, doi: 10.1109/cpem.1990.110012
- [31] RICHARD, J.P. UND HAMILTON, J.J., Cryogenic monocrystalline silicon Fabry-Perot cavity for the stabilization of laser frequency. *Review of Scientific Instruments*, 1991, Band 62, Nr. 10, S. 2375–2378, doi: 10.1063/1.1142249
- [32] MASUDA, K., ERSKINE, D. UND ANDERSON, O.L., Differential laser-interferometer for thermal expansion measurements. *American Mineralogist*, 2000, Band 85, S. 279–282, doi: 10.2138/am-2000-2-302
- [33] ELLIS, J.D., Field Guide to Displacement Measuring Interferometry. SPIE field guides, Bellingham, Washington, 2014, ISBN 9780819498007, doi: 10.1117/3.1002328

- [34] SPANNAGEL, R., *Laser-interferometric dilatometry*. Dissertation, Universität Bremen, 2017
- [35] SCHULDT, T., *An Optical Readout for the LISA Gravitational Reference Sensor*. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 2009
- [36] WU, C.M., Periodic nonlinearity resulting from ghost reflections in heterodyne interferometry. *Optics Communications*, 2003, Band 215, Nr. 1-3, S. 17–23, doi: 10.1016/s0030-4018(02)02203-4
- [37] HAMANN, I., *Charakterisierung und Entwicklung von Teilsystemen für ein Dilatometer zur Messung von CTEs dimensionaler stabiler Materialien*. Masterarbeit, HTWG Konstanz, 2015
- [38] HAMANN, I., SANJUAN, J., SPANNAGEL, R., GOHLKE, M., WANNER, G., SCHUSTER, S., GUZMAN, F. UND BRAXMAIER, C., Laser-dilatometer calibration using a single-crystal silicon sample. *International Journal of Optomechatronics*, 2019, Band 13, Nr. 1, S. 18–29, doi: 10.1080/15599612.2019.1587117
- [39] MORRISON, E., MEERS, B.J., ROBERTSON, D.I. UND WARD, H., Automatic alignment of optical interferometers. *Applied Optics*, 1994, Band 33, Nr. 22, S. 5041, doi: 10.1364/AO.33.005041
- [40] MORRISON, E., MEERS, B.J., ROBERTSON, D.I. UND WARD, H., Experimental demonstration of an automatic alignment system for optical interferometers. *Applied Optics*, 1994, Band 33, Nr. 22, S. 5037–5040, doi: 10.1364/AO.33.005037
- [41] WHITE, G.K., Reference materials for thermal expansion: certified or not? *Thermochimica Acta*, 1993, Band 218, S. 83–99, doi: 10.1016/0040-6031(93)80413-5
- [42] GORSKI, W., *Dilatometrie - Grundlagen und Meßverfahren*. Bericht der Physikalisch-Technische Bundesanstalt: PTB-W-65, Braunschweig: Wirtschaftsverlag NW, Verlag für neue Wissenschaft, 1996, ISBN 3894297514
- [43] KARLMANN, P.B., KLEIN, K.J., HALVERSON, P.G., PETERS, R.D., LEVINE, M.B., VAN BUREN, D. UND DUDIK, M.J., Linear Thermal Expansion Measurements of Single Crystal Silicon for Validation of Interferometer Based Cryogenic Dilatometer. *AIP Conference Proceedings*, 2006, Band 824, Nr. 1, S. 35–42, doi: 10.1063/1.2192331
- [44] MIDDELMANN, T., WALKOV, A., BARTL, G. UND SCHÖDEL, R., Thermal expansion coefficient of single-crystal silicon from 7 K to 293 K. *Physical Review B*, 2015, Band 92, Nr. 174113, S. 1–7, doi: 10.1103/physrevb.92.174113

- [45] GILLS, T.E., *Certificate — Standard Reference Material 731 (L1, L2 and L3) – Borosilicat Glass - Thermal Expansion*. Technischer Bericht, National Institute of Standards & Technology, 1993, <https://www-s.nist.gov/srmors/certificates/731L1.pdf>, [2019-03-09]
- [46] HAHN, T.A., *Certificate — Standard Reference Material 732 – Single Crystal Sapphire - Thermal Expansion*. Technischer Bericht, National Bureau of Standards, 1977, <https://www-s.nist.gov/srmors/certificates/archives/732.pdf>, [2019-03-09]
- [47] KIRBY, R.K. UND HAHN, T.A., *Certificate of Analysis — Standard Reference Material 736 – Copper - Thermal Expansion*. Technischer Bericht, National Bureau of Standards, 1969, <https://www-s.nist.gov/srmors/certificates/archives/736.%20Nov19,%201969.pdf>, [2019-03-09]
- [48] KIRBY, R.K. UND HAHN, T.A., *Certificate — Standard Reference Material 737 – Tungsten - Thermal Expansion*. Technischer Bericht, National Bureau of Standards, 1976, <https://www-s.nist.gov/srmors/certificates/archives/737.pdf>, [2019-03-09]
- [49] HAHN, T.A., *Certificate — Standard Reference Material 738 – Stainless Steel (AISI 446) - Thermal Expansion*. Technischer Bericht, National Bureau of Standards, 1986, <https://www-s.nist.gov/srmors/certificates/archives/738.Nov%2017,%201986.pdf>, [2019-03-09]
- [50] REED, W.P., *Certificate — Standard Reference Material 739 – Fused-Silica Thermal Expansion*. Technischer Bericht, National Institut of Standards & Technology, 1991, <https://www-s.nist.gov/srmors/certificates/archives/739.pdf>, [2019-03-09]
- [51] NATIONAL METROLOGY INSTITUTE OF JAPAN, Reference Material Report — NMIJ RM 1101-a – Single-crystal of Silicon for Thermal Expansivity Measurement. https://www.nmij.jp/english/service/C/crm/90/1101a1_en.pdf, [2019-03-09]
- [52] NATIONAL METROLOGY INSTITUTE OF JAPAN, Reference Material Report — NMIJ RM 1102-a – Glass-like Carbon for Thermal Expansivity Measurement. https://www.nmij.jp/english/service/C/crm/90/1102a2_en.pdf, [2019-03-09]
- [53] NATIONAL METROLOGY INSTITUTE OF JAPAN, Reference Material Certificate — NMIJ CRM 5803-a – Single-crystal of Silicon for Thermal Expansivity Measurement (at Cryogenic Temperature). https://www.nmij.jp/english/service/C/crm/90/5803a_en.pdf, [2015-07-06]
- [54] NATIONAL METROLOGY INSTITUTE OF JAPAN, Reference Material Certificate — NMIJ CRM5805-a – High-purity copper for Thermal Expansivity Measurement. https://www.nmij.jp/english/service/C/crm/90/5805a_en.pdf, [2019-03-09]

- [55] WHITE, G.K. UND ANDERSON, O.L., Grüneisen Parameter of Magnesium Oxide. *Journal of Applied Physics*, 1966, Band 37, Nr. 1, S. 430–432, doi: 10.1063/1.1707854
- [56] MARIA, A., Introduction to Modeling and Simulation. In: *Proceedings of the 29th Conference on Winter Simulation*, Washington, DC, USA: IEEE Computer Society, 1997, S. 7–13, doi: 10.1145/268437.268440
- [57] MCHANEY, R., *Understanding Computer Simulation*, Ventus Publishing ApS. 2009, <https://pdfs.semanticscholar.org/f8a5/78ea8aa8ea9d945b2b50b7878006dfe13d5b.pdf>, [2019-10-24]
- [58] LOCHE, D., POWER-SYSTEMA: The Next Generation of Power Simulator. In: *Space Power, Proceedings of the Sixth European Conference*, 2002, <http://adsabs.harvard.edu/full/2002ESASP.502..297L>, [2019-11-02]
- [59] EMPRESARIO AGRUPADOS A.I.E, EcosimPro. <https://www.ecosimpro.com/products/ecosimpro/>, [2019-11-02]
- [60] ZEMAX, OpticStudio. <https://www.zemax.com>, [2019-11-09]
- [61] FRED Optimum Software Optical Simulation. https://www.laser2000.de/de/simulationssoftware/1821-fred-optimum-software-optical-simulation.html?search_query=FRED+Optimum+Software+Optical+Simulation&results=1, [2019-10-24]
- [62] SCHULDT, T., GOHLKE, M., KÖGEL, H., SPANNAGEL, R., PETERS, A., JOHANN, U., WEISE, D. UND BRAXMAIER, C., Picometre and nanoradian heterodyne interferometry and its application in dilatometry and surface metrology. *Measurement Science and Technology*, 2012, Band 23, Nr. 054008, S. 1–7, doi: 10.1088/0957-0233/23/5/054008
- [63] SPANNAGEL, R., SCHULDT, T. UND BRAXMAIER, C., High Resolution Optical Surface Investigation based on Heterodyne Interferometry. *International Journal of Optomechatronics*, 2012, Band 6, Nr. 3, S. 264–274, doi: 10.1080/15599612.2012.709312
- [64] HEY, F.G., *Micro Newton Thruster Development - Direct Thrust Measurements and Thruster Downscaling*. Dissertation, Universität Dresden, 2018, Springer Fachmedien Wiesbaden
- [65] KÖGEL, H., *Towards an advanced LISA payload architecture featuring in-field pointing and spherical proof masses*. Dissertation, Universität Bremen, 2018
- [66] SPANNAGEL, R., HAMANN, I., SANJUAN, J., SCHULDT, T., GOHLKE, M., JOHANN, U., WEISE, D. UND BRAXMAIER, C., Dilatometer setup for low coefficient of thermal

expansion materials measurements in the 140 K-250 K temperature range. *Review of Scientific Instruments*, 2016, Band 87, Nr. 103112, doi: 10.1063/1.4965813

- [67] VON BÖCKH, P. UND WETZEL, T., *Wärmeübertragung - Grundlagen und Praxis*, Springer. 2013, doi: 10.1007/978-3-642-15959-6
- [68] TIMMERHAUS, K.D., *Heat Transfer at low Temperatures*. The international cryogenics Monograph Series, New York, London: Plenum Press, 1975, S. 9–41, Chapter 2: Conductive Heat Transfer, ISBN: 0306305755
- [69] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG, Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatursensoren. DIN EN 60751, 2009
- [70] LAKE SHORE CRYOTRONICS, Appendix C: Sensor Packaging and Installation, 2016, http://www.lakeshore.com/Documents/LSTC_appendixC_1.pdf, [2016-06-13]
- [71] STOPPEL, E., *Precision Dilatometry on low CTE Samples*. Master-Thesis, HTWG Konstanz, 2010
- [72] THORLABS, TED4015 Temperature Controller Operation Manual. <http://www.thorlabs.de/thorproduct.cfm?partnumber=TED4015>, [2015-05-05]
- [73] MIKULZ, E., *Konstruktion und Entwicklung der Thermaleinheit eines Dilatometers zur Charakterisierung von dimensional stabilen Werkstoffen im Temperaturbereich von 80 K bis 340 K im Vakuum*. Master Thesis, Universität Bremen, Bremen, 2013
- [74] TRANSMIT, Sing-stage pulse tube cooler PTS-8030 (SN 003): User Manual, 2014
- [75] TOSHIBA, Industrieller Frequenzumrichter VF-S15. https://www.toshiba.com/tic/datafiles/S15_I_O_Manual_Deutsch_E6581614_7550.pdf, [2019-09-14]
- [76] OERLIKON LEYBOLD VACUUM, COOLPAK 2000/2200 Kompressoren zum Einfachbetrieb von COOLVAC Kryopumpen. https://www.leyboldproducts.at/media/pdf/1f/e4/8e/PB_040030040_DE.pdf, COOLPAK 2000 (wassergekühlt), [2019-09-16]
- [77] LAKE SHORE CRYOTRONICS, User's Manual Model 335 Temperature Controller, 2014, http://www.lakeshore.com/Documents/335_Manual.pdf, [2016-06-13]
- [78] PFEIFFER, Adixen ACP28 Multi-stage Roots pumps. http://www.hakuto-vacuum.jp/pfeiffer_vacuum/pdf/DryPump/ACP28.pdf, [2019-09-16]
- [79] PFEIFFER, HiPace80 Turbopumpe. https://www.lesker.com/newweb/vacuum_pumps/pdf/manuals/hicube80tc110manual.pdf, [2019-09-14]
- [80] PFEIFFER, DCU 110, Display control unit with power supply pack. <https://www.pfeiffer-vacuum.com/productPdfs/PMC01820.en.pdf>, [2019-09-16]

- [81] PFEIFFER, TC110 Electronic Drive Unit. <https://www.idealvac.com/files/ManualsII/PfeifferTC110ElectronicDriveUnit.pdf>, [2019-09-14]
- [82] MELLES GRIOT, Optical table leg Model No. 390108-02-0081
- [83] CARBON VISION, Carbon Fiber Optical Breadboards CA-Version. <https://www.carbonvision.de/caversion>, 900 mm × 600 mm M6/50 mm, [2019-09-16]
- [84] NEWPORT, VIB320-3775 Vibration Isolator, Mechanical, 37 lbs. (16.8 kg) to 75 lbs. (34.1 kg). <https://www.newport.com/p/VIB320-3775>, [2019-09-16]
- [85] WAIMER, S., *Hochpräzise Bestimmung des linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten mittels einem hochsymmetrischen heterodyn Interferometer*. Praxisseminarbericht, Hochschule Esslingen, 2009
- [86] JACOBS, S.F., JOHNSTON, S.C. UND SCHWAB, D.E., Dimensional instability of Invars. *Applied Optics*, 1984, Band 23, Nr. 20, doi: 10.1364/ao.23.3500_1
- [87] SOKOLOWSKI, W.M., JACOBS, S.F., LANE, M.S., O'DONNELL, T.P. UND HSIEH, C., Dimensional stability of high-purity Invar 36. In: *SPIE's International Symposium on Optics, Imaging, and Instrumentation*, International Society for Optics and Photonics, 1993, S. 115–126, doi: 10.1117/12.164978, [2017-04-02]
- [88] RUSSELL, R., Zerodur, 2011, https://wp.optics.arizona.edu/optomech/wp-content/uploads/sites/53/2016/10/Tutorial_Russell-Robert.pdf, [2019-01-26]
- [89] COHERENT (VORMALS INNOLIGHT), Prometheus. https://www.coherent.com/assets/pdf/COHR_Prometheus_DS_0819_3.pdf, P20NE: 20 mW (523 nm), 500 mW (1064 nm), [2019-09-16]
- [90] SIEGMAN, A.A., *Lasers*, University Science Books. 1986, Gleichung (59), Seite 437
- [91] SCHULDT, T., *Frequenzstabilisierter Nd:YAG-Laser für Weltraumanwendungen*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, 2003
- [92] BUROW, R., *Design und Aufbau der Heterodynfrequenzerzeugung für ein Laserdilatometer zur Messung der Wärmeausdehnungskoeffizienten hochstabiler Materialien unter kryogenen Temperaturen im Vakuum*. Studienarbeit, Hochschule Bremen, 2014
- [93] GOOCH & HOUSEGO, AOMO 3080-125. https://gandh.com/wp-content/pdfs/3080_125_97_01598_01rC.pdf, [2019-09-16]
- [94] ISOMET, 1205C-x Acousto-Optic Modulator. http://www.isomet.com/AO_Pdf/1205C-x.pdf, 1205C-1, [2019-09-16]

- [95] BUROW, R., *Design und Aufbau eines hochsymmetrischen Heterodyn-Interferometers*. Bachelorarbeit, Hochschule Bremen, 2014
- [96] NEWFOCUS, Picomotor Piezo Mirror Mount 8808. <https://www.newport.com/p/8808>, [2019-09-16]
- [97] NEWFOCUS, Picomotor Motion Controller 8742. <https://www.newport.com/p/8742>, [2019-09-30]
- [98] STANFORD RESEARCH SYSTEMS, Analog PID Controller SIM 960: Operation and Service Manual. <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/manuals/SIM960m.pdf>, [2019-09-16]
- [99] NATIONAL INSTRUMENTS, Multifunction RIO - NI R Series Multifunction RIO User Manual: NI 781xR, NI 783xR, NI 784xR, and NI 785xR Devices, 2009, <http://www.ni.com/pdf/manuals/370489g.pdf>, 7854R, [2017-01-06]
- [100] NATIONAL INSTRUMENTS, NI R Series Multifunction RIO - Integrated Analog and Digital I/O with FPGA Technology, 2014, <http://www.ni.com/datasheet/pdf/en/ds-98,7854R>, [2017-01-06]
- [101] MÖHRLE, D., *Development and testing of quadrant photo diodes for heterodyn Interferometry*. Master Thesis, HTWG Konstanz, 2014
- [102] ANALOG DEVICES, DC to 2.0 GHz Multiplier ADL5391. <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/ADL5391.pdf>, [2019-09-16]
- [103] KEYSIGHT, Keysight Trueform Series Wellenformgenerator. <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/33500-90911.pdf>, 2-Kanal-Funktionen/Arbiträrsignalgenerator 33622A bis 120 MHz, [2019-09-30]
- [104] NOVATECH INSTRUMENTS, 100MHz Quadrature Signal Generator Model 408A. http://www.novatechsales.com/PDF_files/408ads.pdf, [2019-09-16]
- [105] PHYSIK INSTRUMENTE, Piezoverstärkermodul. <https://www.physikinstrumente.de/de/produkte/controller-treiber/piezocontroller/e-505-piezoverstaerkermodul-602300/?type=5600&downloadUid=941&downloadFileUid=839&cHash=b9a7ded5682df5a2f54cb40b73a9ea8f>, [2017-02-03]
- [106] PIEZOSYSTEM JENA, PZ 200 OEM / PZ 400 OEM. https://www.piezosystem.de/fileadmin/redakteure/datenblatt/Piezo%20Aktoren%20Nano-Positioniersysteme/X%20und%20Z%20Positionierer/PZ%20400%20OEM/PZ_200_400OEM_db_Rev02_2012-03-06.pdf, [2017-02-02]
- [107] HUFGARD, F., Erläuterungen zum Phasenlock, 2015, [unveröffentlicht]

- [108] STANFORD RESEARCH INSTRUMENTS, FS725 Rubidium Frequency Standard: Operation and Service Manual, 2015, <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/manuals/FS725m.pdf>, [2019-09-16]
- [109] NATIONAL INSTRUMENTS, PXI Express - NI PXIe-1082 User Manual, 2010, <http://www.ni.com/pdf/manuals/372752b.pdf>, Chassis, [2017-01-06]
- [110] NATIONAL INSTRUMENTS, PXI Express - NI PXIe-6674T User Manual: Timing and Synchronization Module for PXI Express, 2015, <http://www.ni.com/pdf/manuals/373089c.pdf>, [2017-01-06]
- [111] NATIONAL INSTRUMENTS, Specifications PXIe-6363. <http://www.ni.com/pdf/manuals/377776a.pdf>, [2019-09-16]
- [112] NATIONAL INSTRUMENTS, DAQ BNC-2090A User Manual, 2007, <http://www.ni.com/pdf/manuals/372101a.pdf>, [2019-09-16]
- [113] NATIONAL INSTRUMENTS, PXI Express - NI PXIe-8135 User Manual, 2013, <http://www.ni.com/pdf/manuals/373716b.pdf>, Embedded Computer, [2017-01-06]
- [114] WAND, V., *Interferometry at low Frequencies: Optical Phase Measurement for LISA and LISA Pathfinder*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2007
- [115] OERLIKON LEYBOLD VACUUM, IONIVAC ITR90: Instruction Sheet. <https://www.idealvac.com/files/manuals/Leybold-ITR90-Gauge-Specs-Data-Sheet01.pdf>, Kathoden basierter Vakuumsensor, [2019-09-16]
- [116] OERLIKON LEYBOLD VACUUM, CENTER ONE Single-Channel Vacuum Gauge Controller: Operating Manual, 2011, https://www.artisanng.com/info/leybold_centerone_manual.pdf, [2019-09-16]
- [117] LAKE SHORE CRYOTRONICS, User's Manual Model 224 Temperature Monitor, 2015, http://www.lakeshore.com/Documents/224_Manual.pdf, [2016-06-13]
- [118] WANNER, G., HEINZEL, G., KOCHKINA, E., MAHRDT, C., SHEARD, B.S., SCHUSTER, S. UND DANZMANN, K., Methods for simulating the readout of lengths and angles in laser interferometers with Gaussian beams. *Optics Communications*, 2012, Band 285, Nr. 24, S. 4831–4839, doi: 10.1016/j.optcom.2012.07.123
- [119] WANNER, G., SCHUSTER, S., TRÖBS, M. UND HEINZEL, G., A brief comparison of optical pathlength difference and various definitions for the interferometric phase. *Journal of Physics: Conference Series*, 2015, Band 610, Nr. 012043, doi: 10.1088/1742-6596/610/1/012043
- [120] HIGHFINESSE, WS6 High-Precision Wavelength Meter, 2016, http://www.highfinesse.com/misc/miscfiles/06_WS6_web.pdf, WS6-600, [2016-09-12]

- [121] HEWITSON, M. UND ANDERE, Data analysis for the LISA Technology Package. *Classical and Quantum Gravity*, 2009, Band 26, Nr. 9, doi: 10.1088/0264-9381/26/9/094003
- [122] TRÖBS, M. UND HEINZEL, G., Improved spectrum estimation from digitized time series on a logarithmic frequency axis. *Measurement*, 2006, Band 39, S. 120–129, doi: 10.1016/j.measurement.2005.10.010
- [123] LOGARITHMIC FREQUENCY AXIS POWER SPECTRAL DENSITY: HELP PAGE. https://www.elisascience.org/ltpda/usermanual/funcbycat/html/ao_lpsd.html, [2019-10-30]
- [124] HEINZEL, G. UND ANDERE, The LTP interferometer and phasemeter. *Classical and Quantum Gravity*, 2004, Band 21, Nr. 5, S. S581–S587, doi: 10.1088/0264-9381/21/5/029
- [125] HEINZEL, G., RÜDIGER, A. UND SCHILLING, R., Spectrum and spectral density estimation by the Discrete Fourier transform (DFT), including a comprehensive list of window functions and some new at-top windows, 2002, <http://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-0013-557A-5>, [2018-09-25]
- [126] IFOCAD HOMEPAGE. /, <http://www.lisa.aei-hannover.de/ifocad>, [2019-10-30]
- [127] MAHRDT, C., *Laser Link Acquisition for the GRACE Follow-On Laser Ranging Interferometer*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2014
- [128] WANNER, G., *Complex optical systems in space: numerical modelling of the heterodyne interferometry of LISA Pathfinder and LISA*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2010
- [129] KOCHKINA, E., *Stigmatic and Astigmatic Gaussian Beams in Fundamental Mode: Impact of Beam Model Choice on Interferometric Pathlength Signal Estimates*. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, 2013
- [130] MIKULZ, E., BUROW, R., HAMANN, I. UND HUGFARD, F., CAD Modell des Interferometers, der Vakuumkammer und des Thermalsystems. Autodesk Inventor
- [131] NEWPORT, FSM300 Fast Steering Mirror & Controller/Driver: User's Manual. https://www.newport.com/medias/sys_master/images/hbd/h22/8797100572702/FSM-300UserManual.pdf, [2019-09-16]
- [132] STANFORD RESEARCH SYSTEMS, SG380 Series RF Signal Generators: User Manual. <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/manuals/SG380m.pdf>, SG384, [2019-09-16]

- [133] INNOVATIVE SENSOR TECHNOLOGY IST AG, Application Note RTD Platinum Sensor, 2016, [http://www.ist-ag.com/eh/ist-ag/resource.nsf/imgref/Download_ATP_E2.1.4.pdf/\\$FILE/ATP_E2.1.4.pdf](http://www.ist-ag.com/eh/ist-ag/resource.nsf/imgref/Download_ATP_E2.1.4.pdf/$FILE/ATP_E2.1.4.pdf), [2016-06-13]
- [134] SWENSON, C.A., Recommended values for the thermal expansivity of silicon from 0 to 1000 K. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1983, Band 12, Nr. 2, S. 179–182, doi: 10.1063/1.555681
- [135] NEWFOCUS, Fiber-Optic Receiver 1544-A, 12 GHz, 500-1630 nm. <https://www.newport.com/p/1544-A>, [2019-09-16]
- [136] PENDULUM, CNT-90 Timer/Counter/Analyzer, 2018, https://pendulum-instruments.com/wp-content/uploads/2019/08/pendulum-cnt-90_timer-counter-analyzer.pdf, [2019-09.16]
- [137] MEINBERG, GPS180AHSx, GPS Satellitenempfänger
- [138] DÖRINGSHOFF, K., *Optical frequency references based on hyperfine transitions in molecular iodine*. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, 2018
- [139] EIFERT, B., Cubic Crystal Lattices. <http://demonstrations.wolfram.com/CubicCrystalLattices/>, [2016-08-02]
- [140] LAUBE, P., Waferherstellung, 2012, <https://www.halbleiter.org/pdf/pdf/waferherstellung/Waferherstellung.pdf>, [2018-12-30]
- [141] MCCARTER, D.R. UND PAQUIN, R.A., Isotropic behavior of an anisotropic material: single crystal silicon. *SPIE Proceedings*, 2013, Band 8837, S. 883707–883707–10, doi: 10.1117/12.2025770
- [142] NISHINAGA, T., *Handbook of crystal growth*. 2. Auflage, Amsterdam: Elsevier, 2015
- [143] FEDOROV, M.V., Influence of Silicon Crystallographic Orientation on Mechanical Properties of MEMS Accelerometer. *Gyroscopy and Navigation*, 2012, Band 3, Nr. 3, S. 210–214, doi: 10.1134/S2075108712030066
- [144] SIEMENS, D5000 X-Ray Diffractometer. <http://ksanalytical.com/wp-content/uploads/2012/02/D5000-Hardware-Brochure.pdf>, [2019-09-16]
- [145] JOST, K.H., *Röntgenbeugung an Kristallen*, Rheine: Heyden. 1975, ISBN 3920730038 und 9783920730035
- [146] HAMMOND, C., *The basics of crystallography and diffraction*, Oxford [u.a.]: Oxford University Press. 1997, ISBN 0198559666 und 0198559453 und 97801985594510

- [147] GUINEBRETIERE, R., *X-ray diffraction by polycrystalline materials*, London [u.a.]: ISTE. 2007, doi: 10.1002/9780470612408
- [148] BRUCKER, EVA Diffraction Software
- [149] SCHULZE, G. UND BARGEL, H.J., *Werkstoffkunde*. 11. Auflage, Berlin [u.a.]: Springer Vieweg, 2012, ISBN 9783642177170, doi: 10.1007/978-3-642-17717-0
- [150] FÖLL, H., Float Zone Crystal Growth, 2016, http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/elmat_en/kap_6/advanced/t6_1_3.pdf, [2016-07-01]
- [151] MEROLI, S., Two growth techniques for mono-crystalline silicon: Czochralski vs Float Zone., 2012, http://meroli.web.cern.ch/meroli/Lecture_silicon_floatzone_czochralski.html, [2016-07-01]
- [152] BIENECK, T., Bearbeitungsschritte Referenzkörper. E-Mail-Korrespondenz, [2016-08-29]
- [153] GROSS, J.H., *Massenspektrometrie*, Springer. 2013, doi: 10.1007/978-3-8274-2981-0, Abschnitt 15.3 Glimmentladungs-Massenspektrometrie
- [154] STEGER, E., ADLER, B., BRUNN, J., DOERFFEL, K., HÖBOLD, W., MEHLHORN, A., MÜLLER, E. UND TREIBMANN, D., *Strukturaufklärung - Spektroskopie und Röntgenbeugung (Arbeitsbuch 3)*. 2. Auflage, Lehrwerk Chemie, Leipzig: VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1976
- [155] FIRST SENSOR, QP20-6 TO, 2014, http://www.first-sensor.com/cms/upload/datasheets/QP20-6_TO_500140.pdf, Si quadrant photodiode, [2016-12-19]
- [156] HAMAMATSU, IR-enhanced Si PIN photodiodes - S11499 series, 2016, https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s11499_series_kpin1082e.pdf, [2016-12-19]

Liste der Publikationen

HAMANN, I., SANJUAN, J., SPANNAGEL, R., GOHLKE, M., WANNER, G., SCHUSTER, S., GUZMAN, F. UND BRAXMAIER, C., Laser-dilatometer calibration using a single-crystal silicon sample. *International Journal of Optomechatronics*, 2019, Band 13, Nr. 1, doi: 10.1080/15599612.2019.1587117

SPANNAGEL, R., HAMANN, I., SANJUAN, J., GUZMAN, F. UND BRAXMAIER, C., *Dimensional stability investigation of low CTE materials at temperatures from 140 K to 250 K using a heterodyn interferometer*. International Astronautical Congress, Adelaide, 2017

HAMANN, I., SPANNAGEL, R., SANJUAN, J., GUZMAN, F. UND BRAXMAIER, C., *Laser-interferometric dilatometry from 100 K to 325 K*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Mainz, 2017

SPANNAGEL, R., HAMANN, I., SANJUAN, J., SCHULDT, T., GOHLKE, M., JOHANN, U., WEISE, D. UND BRAXMAIER, C., Dilatometer setup for low coefficient of thermal expansion materials measurements in the 140 K-250 K temperature range. *Review of Scientific Instruments*, 2016, Band 87, Nr. 103112, doi: 10.1063/1.4965813

HAMANN, I., SPANNAGEL, R., SCHULDT, T., SANJUAN, J., GOHLKE, M., JOHANN, U., WEISE, D. UND BRAXMAIER, C., *Dilatometer Setup to Characterize Dimensionally Stable Materials by the Coefficient of Thermal Expansion at a Temperature Range from 100 K to 325 K*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hannover, 2016

Liste der betreuten Arbeiten

LIU, E.S.L., *Seismic Isolation for Inertial Sensors*. Project Thesis, University of Limerick, 2019

BRANDT, E., *Conception as well as construction of macro- and micro-optical interferometers for sensor applications*. Master Thesis, Universität Bremen, 2018

GIENTKE, O., *Analyse des Wärmeeintrags über die Sensorleitungen auf den PT100-Sensor*. Projektarbeit, Leibniz Universität Hannover, 2016

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Ines Hamann, geboren am 21.06.1989 in Suhl, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt habe. Dazu habe ich keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet, wobei ich die den verwendeten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Ines Hamann

Diese Dissertation wurde für die Veröffentlichung redaktionell überarbeitet. Die durchgeführten Änderungen wurden mit Prof. C. Braxmaier im Rahmen des Promotionsverfahrens abgestimmt.